PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 16 — 15. August 1937. Redaktionsschluß für Nr. 18 am 1. September 1937. — 38. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

J. Stark und K. Steiner, Versuche zur Aufklärung der magnetischen Induktion in Supraleitern. Nachtrag. S. 597.

A. Schulze, Elektrische und thermische Untersuchungen an Manganin. S. 598.

H. Hoyer, Über die Eichung von Strommessern im Frequenzbereich von $3 \cdot 10^8$ bis $3{,}75 \cdot 10^7$ Hz mittels Pyrometers. S. 602.

L. Graf, Zur Abhängigkeit der Dosisleistung und der Intensität der Röntgen-Bremsstrahlung von der Spannung. S. 610.

H. Neuert, Über die Winkelverteilung der Kerntrümmer bei der Umwandlung leichter Atomkerne durch Wasserstoffkanalstrahlen. II. S. 618.

C. F. v. Weizsäcker, Über die Möglichkeit eines dualen β-Zerfalls von Kalium. S. 623.

R. Gans, Der Depolarisationsgrad bei Lichtzerstreuung unter verschiedenen Bedingungen. S. 625.

L. Leiterer, Ein Relais zur Konstanthaltung von Magnetströmen. S. 626.

Berichte:

W. Kast, Anisotrope Flüssigkeiten. S. 627.

Zuschriften:

E. Keutner und G. Potapenko, Dipolverluste und Molekülstruktur. S. 635.

Besprechungen:

W. Schwerdtfeger, Elektrische Meßtechnik. I. S. 636.

Nachrichten. S. 636.

Angebote. S. 636.

ABHANDLUNGEN.

Versuche zur Aufklärung der magnetischen Induktion in Supraleitern. Nachtrag.

Von J. Stark und K. Steiner.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

In einer vorhergehenden Mitteilung[1]) haben wir gezeigt, daß aus der Feldabhängigkeit der magnetischen Induktion in Supraleitern beim Übergang vom normal- zum supraleitenden Zustand geschlossen werden kann, daß primär eine paramagnetische Induktion erfolgt, über welche sich sekundär eine diamagnetische Induktion lagert. Bei diesen Beobachtungen hatte die Summe aus para- und diamagnetischer Induktion immer negatives Vorzeichen im Sinne einer diamagnetischen Induktion. Wir haben unterdes einen früheren Versuch unter Bedingungen wiederholt, unter denen im Anfang des Eintrittes der magnetischen Induktion beim Übergang zur Supraleitung für kurze Zeit ein positiver Ausschlag des verwendeten ballistischen Galvanometers im Sinne einer paramagnetischen Induktion auftritt. Es wurde nämlich der Versuch mit der Anordnung in Abb. 3 unserer Mitteilung (Zahlentafel V) für den Fall wiederholt, daß die auf dem Zinneinkristallrohr sitzende Induktionsspule nicht bloß aus 100, sondern aus 700 Windungen bestand. Das Magnetfeld in dem Zinneinkristallrohr wurde, wie in dem früheren Versuch, dadurch erzeugt, daß ein elektrischer Strom durch das Kristallrohr geschickt wurde. Wurde unter diesen Bedingungen die Zeitdauer des Überganges vom normal- zum supraleitenden Zustand durch Temperaturerniedrigung gleich wenigen Sekunden gewählt, so zeigte das ballistische Galvanometer im Stromkreis der Induktionsspule zunächst einen positiven Ausschlag im Sinne einer paramagnetischen Induktion; bei weiterer Abkühlung ging dieser positive Ausschlag auf Null zurück und es trat an seine Stelle der früher beobachtete negative Ausschlag im Sinne einer im ganzen diamagnetischen Induktion.

Diese Vorgänge im zeitlichen Ablauf der magnetischen Induktion beim Übergang von der Normal- zur Supraleitung bilden den Gegenstand der Untersuchungen von K. Steiner und von J. Stark, K. Steiner und H. Schoeneck, über welche demnächst Mitteilung erfolgen wird.

Berlin-Charlottenburg, den 19. Juli 1937.

(Eingegangen 21. Juli 1937.)

[1]) J. Stark und K. Steiner, Physik. Zeitschr. 38, 277, 1937.

Elektrische und thermische Untersuchungen an Manganin.

Von Alfred Schulze.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Manganin, das eine Legierung von 86 Gewichtsprozent Kupfer, 12 Gewichtsprozent Mangan und 2 Gewichtsprozent Nickel ist, wird bekanntlich zur Herstellung von Normalwiderständen verwendet. Nach einer etwa zehnstündigen Alterungszeit bei 140° C und nach einer mehrmonatlichen Lagerzeit haben die Manganin widerstände im allgemeinen eine gute für die meisten Zwecke ausreichende zeitliche Konstanz ihrer elektrischen Werte erhalten. Die Widerstandstemperaturkoeffizienten betragen dann in der Umgebung der Raumtemperatur etwa 10 bis 20 Milliontel.

In jüngster Zeit sind nun die Ansprüche, die an derartige Präzisionswiderstände gestellt werden, erheblich gewachsen. Man hat sich daher bemüht, Widerstände herzustellen, die wesentlich kleinere Temperaturkoeffizienten besitzen, und bei denen die zeitliche Konstanz der Widerstandswerte nach kürzerer Zeit erreicht wird und zugleich auch noch besser ist als bei den Manganinwiderständen. Erinnert sei nur an die Widerstände aus Gold-Chrom-Legierungen mit etwa 2 Proz. Chrom, die zuerst im Bureau of Standards[1]) und jetzt auch in der Reichsanstalt[2]) hergestellt worden sind. Bei diesen Goldwiderständen wird bereits die zeitliche Konstanz (innerhalb einiger Milliontel) wenige Tage nach dem Altern erreicht. Der Temperaturkoeffizient liegt im allgemeinen zwischen -2 und $+2 \cdot 10^{-6}$, so daß diese Widerstände nach den bisherigen Erfahrungen einen Fortschritt gegenüber den Manganinwiderständen bedeuten.

Ähnliche Verhältnisse kann man auch mit einer manganinähnlichen Legierung, die aus 85 Proz. Kupfer, 9,5 Proz. Mangan und 5,5 Proz. Aluminium besteht, erreichen[3]).

Wenn sich auch mit dem erstgenannten Werkstoff elektrische Widerstände herstellen lassen, die dem bisher gebräuchlichen Manganin erheblich überlegen sind, so muß man sich doch darüber klar sein, daß ihre Verwendungsmöglichkeit wegen der Kostspieligkeit verhältnismäßig klein sein wird. Da aber andererseits das Manganin eine weitgehende Verwendung auch für die technischen, hochbelastbaren Normalwiderstände findet, darf man die Möglichkeit einer Verbesserung dieses Werkstoffes in elektrischer Beziehung nicht außer Betracht lassen. Ein Vorstoß in dieser Richtung ging bereits im Jahre 1930 von J. L. Thomas[1]) aus, der nach einem verhältnismäßig umständlichen Verfahren 1 Ω-Widerstände aus Manganin herstellte, die bei 500–550° C getempert waren. Durch diese thermische Behandlung erhielt er zum Teil kleinere Temperaturkoeffizienten (von mehreren Millionteln) und auch eine bessere zeitliche Konstanz als bei den alten Manganinwiderständen. Man sieht bereits daraus, daß durch thermische Behandlung in höheren Temperaturen günstigere elektrische Verhältnisse erzielt werden können. Merkwürdigerweise ist das Manganin in dieser Beziehung ein noch wenig erforschter Werkstoff, so daß alle bisherigen Erfahrungen mehr oder weniger auf einem sehr beschränkten Tatsachenmaterial fußten. Es war daher unbedingt erforderlich, diesen Werkstoff in elektrischer und thermischer Hinsicht systematisch zu untersuchen und vor allem die Frage zu beantworten: Wie muß das Manganin, das für Normalwiderstände verwertet werden soll, thermisch behandelt werden, damit ein Optimum in seinem elektrischen Verhalten erzielt wird?

Es ist also vor allem festzustellen, welchen Einfluß die Höhe der Alterungstemperatur auf die elektrischen Eigenschaften des Manganins besitzt. Von besonderer Wichtigkeit für diese Untersuchungen ist die bereits vor einigen Jahren festgestellte Tatsache, daß das Manganin in dem Temperaturgebiet von Raumtemperatur bis etwa 600° C keine allotrope Umwandlung durchmacht[2]), so daß Unregelmäßigkeiten von dieser Seite her nicht zu erwarten sind.

Durch die Alterung wird nun erreicht, daß vor allem die Folgen der Kaltbearbeitung beseitigt werden, d. h., daß sich der Werkstoff erholt; außerdem wird hierdurch eine Homogenisierung innerhalb des Werkstoffes hervorgerufen. Beide Vorgänge wirken sich in völlig verschiedener Weise aus.

Um zunächst den Erholungsvorgang beim Manganin zu verfolgen, wurde eine große Reihe von Manganinwiderständen, die für diesen Zweck hergestellt waren, bei 20° C vor und nach der Alterung gemessen. Die hierbei gefundenen Widerstandsabnahmen sind, wie wir nachher sehen werden, in starkem Maße von der Alterungstemperatur abhängig. Um möglichst große Effekte zu erzielen, wurde zuerst ein sehr stark

1) J. L. Thomas, Journ. of Res. of the Nat. Bur. of Stand. **13**, 681, 1934.
2) A. Schulze, Tätigkeitsber. d. PTR., Physik. Zeitschr. **38**, 240, 1937.
3) J. L. Thomas, Journ. of Res. Bur. of. Stand **16**, 149, 1936.

1) J. L. Thomas, Journ. of Res. Bur. of Stand. **5**, 295, 1930.
2) A. Schulze, Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 89, 1933.

verformter Manganindraht (Durchmesser 0,1 mm) verwendet, der auf mit Gewinde versehenen Porzellanrollen gewickelt war. Die Widerstände (etwa 100 Ohm) wurden eine Stunde gealtert und darauf langsam abgekühlt. Für Alterungstemperaturen bis 250° C wurde ein Ölbad verwendet, oberhalb 250° C befanden sich die Widerstände in einem mit Argon gefüllten Porzellanrohr, das in einem elektrischen Ofen montiert

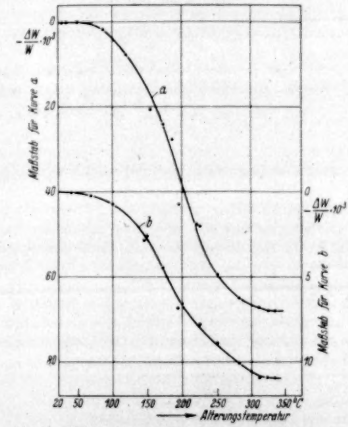


Abb. 1. Widerstandsabnahme von Manganin in Abhängigkeit von der Alterungstemperatur.
Kurve a: Manganindraht von 0,1 mm Durchmesser.
Kurve b: Manganindraht von 0,3 mm Durchmesser.

war. In Abb. 1 (Kurve *a*) finden sich die Versuchsergebnisse, wobei die prozentische Widerstandsabnahme $\frac{\Delta W}{W}$ in Abhängigkeit von der Alterungstemperatur wiedergegeben ist. Man sieht daraus, daß die durch die Alterung erfolgte Widerstandsabnahme mit steigender Alterungstemperatur in starkem Maße zunimmt und bei etwa 325° C konstant wird; sie beträgt hier nahezu 7 Proz. Einen ganz ähnlichen Verlauf zeigt die Kurve *b*, die an Manganinwiderständen gefunden wurde, deren Drahtdurchmesser nur 0,3 mm betrug (Widerstand etwa 10 Ohm). Die Kaltverformung war bei diesen Drähten naturgemäß geringer, so daß die Widerstandsabnahme bei 325° C nur 1,1 Proz. betrug.

Man erkennt aus diesen beiden Kurven, daß eine Alterung bei 325° C bereits eine vollständige Erholung des Manganins bewirkt; die gesamte Widerstandserhöhung ΔW, die durch die Kaltverformung hervorgerufen wurde, ist beseitigt. Eine Alterung oberhalb 325° ergibt immer denselben $\frac{\Delta W}{W}$-Wert, so daß durch Erhitzen auf noch höhere Temperaturen hinsichtlich der Erholung nichts mehr erreicht wird. Bis 335° sind die Messungen durchgeführt. Bei 350° macht sich bereits eine deutliche Verdampfung des Mangans aus der Oberfläche bemerkbar, was naturgemäß mit einer Änderung der elektrischen Eigenschaften verbunden ist, so daß eine Verfolgung der Kurven oberhalb 335° nicht mehr möglich ist. Um die Verdampfung des Mangans zu reduzieren, hat das in dem Porzellanrohr befindliche Argon gegen die Außenatmosphäre einen Überdruck von $^1/_4$—$^1/_2$ Atmosphäre.

Der starke Abfall der $\frac{\Delta W}{W}$-Kurve erstreckt sich beim Manganin über ein größeres Temperaturgebiet, wie dies auch von Tammann[1])

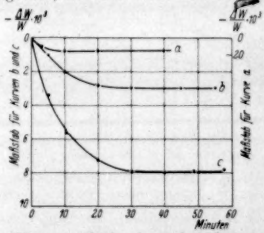


Abb. 2. Widerstandsabnahme des Manganins mit der Zeit bei verschiedenen Alterungstemperaturen.
Kurve a: bei 45°; Kurve b: bei 150°;
Kurve c: bei 250°.

bei anderen Mischkristallegierungen gefunden ist, während für reine Metalle die starke Widerstandsabnahme plötzlich erfolgt und infolgedessen nur auf ein kleines Temperaturgebiet beschränkt ist.

Die Alterungszeit betrug bei den vorliegenden Versuchen etwa eine Stunde. Um ein Urteil zu haben, ob diese Zeit ausreicht, damit der gesamte Kaltverformungseffekt bei der betreffenden Alterungstemperatur beseitigt wird, wurde bei verschiedenen Temperaturen der Abfall des Widerstandes während der Alterung messend verfolgt. Wie aus der Abb. 2, in der die Widerstandsabnahme in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt ist, zu ersehen ist, hat sich bei der Alterungstemperatur von 45° C der Widerstand bereits nach zehn Minuten, bei 150° und 250° nach etwa einer halben Stunde erholt. Daraus folgt, daß die bei unseren Versuchen gewählte Alterungszeit von einer Stunde zur vollkommenen Erholung des Manganins ausgereicht hat. Dies steht auch mit den Erfahrungen, die man an anderen Werkstoffen hinsichtlich der Erholungszeit gemacht hat, in gutem Einklang.

1) G. Tammann, Zeitschr. f. Metallkd. **28**, 8, 1936.

Es fragt sich nun, welchen Einfluß die verschiedenen Alterungstemperaturen auf den Verlauf der Widerstandstemperaturkurve bzw. auf den Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes in der Umgebung der Raumtemperatur besitzen. Eine eindeutige Antwort hierauf gibt das Kurvenbild in Abb. 3. Hier ist

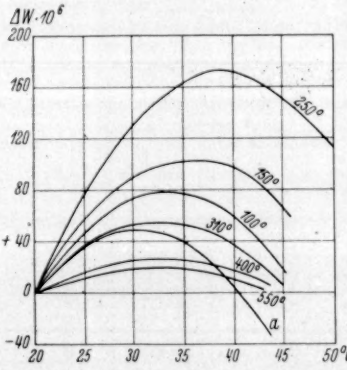


Abb. 3. Abhängigkeit der Widerstandstemperaturkurven des Manganins von der Alterungstemperatur.

zunächst die WT-Kurve (Kurve *a*) von einem Manganinwiderstand angegeben, bei dem sich der Werkstoff in dem Ausgangszustand, d. h. in dem Zustand der Kaltverformung, befand. Dann wurden die analogen Kurven bestimmt, nachdem das Manganin bei 100°, 150°, 250°, 310°, 400° und 550° gealtert war[1]). Aus ihrer relativen Lage zur Kurve *a* ersieht man, daß Alterungstemperaturen bis 250° WT-Kurven zur Folge haben, die einen steileren Verlauf als die Ausgangskurve *a* zeigen, während bei Alterungstemperaturen oberhalb 250° sich flachere Widerstandskurven ergeben. Gleichzeitig wird bis zu Alterungstemperaturen von 250° eine Verschiebung des Maximums der WT-Kurve zu höheren Temperaturen, oberhalb 250° wieder zu niederen Temperaturen beobachtet. Oberhalb der Erholungstemperatur ist eine Verschiebung der Lage des Maximums nicht mehr zu beobachten. In der Zahlentafel I sind diese Temperaturen (t_{max}) angegeben und zugleich auch die hierzu gehörenden maximalen Erhebungen der Widerstandskurve ΔW_{max} (in Millionteln), wobei der Widerstand von 20° als Ausgangswert — vgl. Abb. 3 — gewählt wurde.

1) Bei dem oberhalb der Erholungstemperatur gealterten Manganin wurde die Oberfläche wegen der Verdampfung des Mangans abgeätzt.

Zahlentafel I.

Alterungstemperatur	t_{max}	$\Delta W_{max} \cdot 10^6$
Im verformten Zustande	30,2°	47
100°	33,4°	78
150°	36,2°	102
250°	38,7°	173
310°	33,0°	53
400°	33,0°	26
550°	33,0°	18

Diese Messungen konnten bei verschiedenen Manganinsorten bestätigt werden. Einzelne Beispiele sind in der Zahlentafel II zusammengestellt. Hier ist als Charakteristikum für eine WT-Kurve der Widerstandsanstieg pro Grad α' zwischen 20 und 30° C, d. h. $\alpha' = \frac{W_{30} - W_{20}}{30 - 20}$, angegeben. In der ersten Spalte befinden sich für die einzelnen Manganinsorten die α'-Werte, die dem kaltverformten Zustande entsprechen; und in den anderen Spalten die α'-Werte nach der Erhitzung auf die jeweilige Alterungstemperatur. In der ersten Horizontalreihe sind die α'-Werte der in der Abb. 3 dargestellten Kurven wiedergegeben.

Zahlentafel II.

Zusammenhang zwischen $\alpha' \cdot 10^6$ (zwischen 20 und 30° C) und der Alterungstemperatur.

Im kaltverformten Zustand	Alterungstemperatur							
	45°	100°	150°	250°	310°	375°	400°	550°
5,1[1])	—	7,3	9,1	12,8	5,3	—	2,7	1,8
10,7	12,6	—	—	—	—	—	—	—
11,6	—	—	—	—	—	5,7	—	—
7,6	—	—	—	—	—	—	—	3,2
2,8	—	—	7,6	—	—	—	—	—

Aus der Zahlentafel II ergibt sich das einheitliche Bild, daß Alterung bei 45°, 100°, 150° und 250° eine erhebliche Vergrößerung des Temperaturkoeffizienten verursacht, während Alterung bei Temperaturen oberhalb von 250° den Temperaturkoeffizienten verringert. Stellt man die Abhängigkeit der α'-Werte (zwischen 20 und 30° C) von der Alterungstemperatur graphisch dar — vgl. Abb. 4 —, so steigt die Kurve bis etwa 250° an, um dann steil abzufallen. Bei 310° ist nahezu wieder der Ausgangswert erreicht. Durch Alterung bei etwa 400° wird der Temperaturkoeffizient gegenüber dem Ausgangszustand auf ungefähr den halben Wert erniedrigt, gegenüber dem Alterungszustand bei 150° (wie er bei den bisherigen Manganinwiderständen

1) Unter Zugrundelegung der quadratischen Beziehung: $W_t = W_{20}(1 + \alpha(t-20) + \beta(t-20)^2)$ ergeben sich für die Kurve *a* folgende α- und β-Werte: $\alpha = 9{,}18 \cdot 10^{-6}$, $\beta = -0{,}45 \cdot 10^{-6}$.

üblich ist) sogar auf den dritten Teil. Eine Alterung bei 550° setzt allerdings den Temperaturkoeffizienten noch etwas weiter herab, doch steht dem als Nachteil die außerordentlich starke Verdampfung des Mangans oberhalb 400° C entgegen, so daß ein Vorteil durch Alterung oberhalb 400° nicht vorhanden ist.

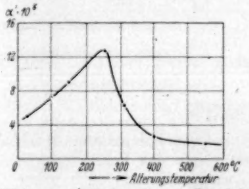


Abb. 4. Widerstandsänderung pro Grad (zwischen 20 und 30° C) von Manganin in Abhängigkeit von der Alterungstemperatur.

Die hier gefundenen Versuchsergebnisse stehen in gutem Einklang mit denen von J. L. Thomas (l. c.), der für die Herstellung von Normalwiderständen das Manganin bei 550° C getempert hat. Gleichzeitig finden unsere Untersuchungen ihre Bestätigung in dem Verhalten von emaillierten Manganinwiderständen, die bei der Herstellung Temperaturen von etwa 350° ausgesetzt sind und daher bereits die kleineren Temperaturkoeffizienten aufweisen.

Wie sind nun die in Abb. 3 und 4 wiedergegebenen Resultate zu deuten? Um diese Frage zu beantworten, muß erst noch näher auf die eigentlichen Vorgänge während der Alterung eingegangen werden. Wie bereits im Anfang erwähnt, besteht die Alterung in der mechanischen Erholung und in der Homogenisierung des Werkstoffes. Der Erholungseffekt vollzieht sich in sehr kurzer Zeit (etwa einer halben Stunde) und wirkt sich dahin aus, daß Widerstandsabnahme und hiermit Hand in Hand Vergrößerung des Widerstandstemperaturkoeffizienten auftritt. Dieses Ansteigen des Temperaturkoeffizienten müßte sich auf Grund der Versuchsergebnisse in Abb. 1 bis zur Erholungstemperatur (325°) fortsetzen, wenn nicht dem Erholungseffekt der zweite, der Homogenisierungseffekt, entgegenwirken würde. Die Homogenisierung, die infolge der Erhitzung auf höhere Temperaturen eintritt, bringt den Werkstoff dem Ziel einer idealen Mischkristallbildung näher; dies ist naturgemäß mit einer Widerstandszunahme und infolgedessen mit einer Erniedrigung des Temperaturkoeffizienten verbunden. Dieser Homogenisierungseffekt erstreckt sich bei Raumtemperatur über längere Zeiträume und wirkt sich bei höheren Temperaturen erheblich schneller aus. So ist auch die lange Lagerzeit der Manganinwiderstände verständlich, in der ihre Widerstandswerte dauernd anwachsen. Beim Manganin ist die Auswirkung der Homogenisierung oberhalb 250° C bereits merklich, da — wie Abb. 4 zeigt — eine plötzliche starke Verringerung des Temperaturkoeffizienten zu erkennen ist. In den höheren Temperaturen wirkt sich die Homogenisierung sogar so weit aus, daß der Temperaturkoeffizient sehr kleine Werte annimmt. Wahrscheinlich ist die schnelle Homogenisierung in den hohen Temperaturen durch die starke Kaltverformung bedingt, wie dies bei anderen Werkstoffen auch beobachtet wird.

Aus diesen Untersuchungen ergibt sich also, daß die bisher übliche thermische Behandlung des Manganins für den Werkstoff als solchen nicht gerade sehr günstig war. Will man also Manganinwiderstände mit kleinem Temperaturkoeffizienten erhalten, so empfiehlt es sich, oberhalb der Erholungstemperatur bei etwa 375° bis 400° C zu altern und anschließend daran langsam abzukühlen. Erforderlich ist hierbei die Verwendung einer neutralen Atmosphäre (Stickstoff oder Argon), nach Möglichkeit sogar unter Überdruck, da hierdurch die Verdampfung des Mangans aus der Oberfläche verringert wird; selbstverständlich müssen die so behandelten Widerstände geätzt werden. Nach der hier angegebenen thermischen Behandlung ergibt sich sogleich die für die technische Verwendung äußerst wichtige Tatsache, daß man Widerstandskurven erhält, die über ein größeres Temperaturgebiet sehr flach verlaufen[1]). Außerdem liegt es auf der Hand, daß auch die zeitliche Konstanz der Widerstandswerte infolge des sich sehr stark in den hohen Temperaturen auswirkenden Homogenisierungseffektes viel günstiger als bei den alten Manganinwiderständen sein wird. Somit sind durch die vorstehenden Untersuchungen die günstigsten Bedingungen gefunden worden, unter denen das Manganin die besten elektrischen Eigenschaften für die Verwendung als Normalwiderstände erhält.

Zusammenfassung.

Durch Bestimmung der Erholungstemperatur von verschieden stark verformten Manganindrähten, sowie durch Bestimmung der Widerstandstemperaturkurven nach dem Altern bei mehreren Temperaturen, ist die Frage geklärt worden, wie das Manganin, das für Normalwiderstände verwendet werden soll, thermisch behandelt werden muß, damit ein Optimum in seinem elektrischen Verhalten erzielt wird.

1) H. von Steinwehr, Zeitschr. f. Instrkde. **54**, 48, 1934.

Berlin-Charlottenburg, im Mai 1937.

(Eingegangen 5. Juni 1937.)

Über die Eichung von Strommessern im Frequenzbereich von $3 \cdot 10^6$ bis $3{,}75 \cdot 10^7$ Hz mittels Pyrometers.

Von Helmut Hoyer.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

1. Die Strommessung bei hohen Frequenzen erfordert Instrumente, die bei Hochfrequenz kein wesentlich anderes Verhalten zeigen als bei Niederfrequenz. Außerdem sollen die elektrischen Eigenschaften eines Hochfrequenzkreises durch die Einschaltung eines Strommessers möglichst wenig verändert werden. Um diesen beiden Bedingungen gleichzeitig gerecht zu werden, benutzen fast alle praktisch gebräuchlichen Hochfrequenzstrommesser einen dünnen, einfach gestalteten Metallkörper — Draht, Folie oder Röhrchen —, der unter dem Einfluß des durchfließenden Stromes eine Temperaturerhöhung erfährt. Dieser „Heizer" muß geringen Querschnitt haben, damit die Abhängigkeit seines Widerstandes von der Hautwirkung niedrig bleibt, und er soll im Meßinstrument so angeordnet sein, daß er wie ein gerader Leiter in den Hochfrequenzstromkreis eingefügt werden kann.

Da die Wärmemenge, die dem Heizer zugeführt wird, mit dem Quadrat des Stromes wächst, ergeben die Meßanordnungen im Bereich der größten Stromstärken, für die sie gebaut sind, Empfindlichkeiten, die bei Bruchteilen von 1 Proz. des Skalenendwertes liegen. Diese Empfindlichkeit läßt aber keinen Rückschluß auf die absolute Genauigkeit des gemessenen Stromwertes zu. Will man eine Angabe über die absolute Genauigkeit machen, mit der eine gegebene Meßanordnung den Betrag der gemessenen Stromstärke liefert, so muß man erstens die Genauigkeit bei Niederfrequenz kennen und zweitens den Einfluß der Frequenz auf die Anzeige beurteilen können. Bei hohen Frequenzen ergibt sich nun eine ganze Reihe von Fehlerquellen, wie die Hautwirkung des Heizers, die Induktivität der Leitung innerhalb des Instruments, Parallelkapazitäten zum Heizer und Streukapazitäten vom Instrument zur Erde oder anderen Teilen des Stromkreises. Ferner kann auch unmittelbare Einwirkung der Hochfrequenz auf den Gleichstromteil von Thermoelement- oder Photozellenanordnungen Anlaß zu Fehlmessungen geben. Geht man schließlich mit der Wellenlänge zu einer Größenordnung herab, die in der Nähe der Abmessungen des Versuchsaufbaues liegt, so tritt ungleichmäßige Verteilung des Stromes im Hochfrequenzkreis (nichtstationärer Zustand) ein. Endlich ist die Widerstandserhöhung durch Hautwirkung bei den Heizern, die ja sehr verschiedene Temperaturen haben können, nur ungenau zu berechnen. Mit steigender Temperatur sinkt die Leitfähigkeit; damit sinkt auch der Einfluß der Hautwirkung. Da aber die Temperaturverteilung im Heizer nur ungenau bekannt ist, ergibt sich eine Unsicherheit der aus der Hautwirkung errechneten Stromkorrektur, die in den endgültigen Stromwert eingeht. Verlangt man für das Meßergebnis eine Genauigkeit von 1 Proz., so wird man eine Stromkorrektur von höchstens 2 Proz. zulassen können.

Alle diese Fehlerursachen sind infolge ihres Zusammenhanges miteinander so schwer zu erfassen, daß man den Fehler nicht zuverlässig auskorrigieren kann. Es wird daher in dieser Arbeit der Weg beschritten, besonders gute und sorgfältig aufgebaute Strommeßanordnungen miteinander zu vergleichen, die Aufbauten vielfach zu variieren und dadurch schließlich zu ermitteln, auf welche Fehlerquellen die Abweichungen zwischen den Instrumenten zurückgehen, und wie man sie vermeiden kann. Zu diesem Zwecke wird eine Wolframeinfadenlampe mit Pyrometerablesung, die den erwähnten Frequenzeinflüssen in besonders geringem Maße unterliegt, als Strommesser aufgebaut und untersucht. Mit diesem Strommesser wird dann ein Thermostrommesser geeicht. Dabei wird gezeigt, welche Maßnahmen man beim Aufbau des Meßkreises treffen muß, um reproduzierbare Vergleichswerte zu erhalten, und wie groß die Fehler sind, mit denen eine Strommessung bei unzweckmäßigem Aufbau von Meßkreis und Instrument behaftet ist.

Die Wolframeinfadenlampe als Strommesser.

2. Um einen möglichst unkomplizierten Heizer zu erhalten, wurde ein Wolframdraht von 4 cm Länge und 80 μ Durchmesser in eine Glasröhre eingeschmolzen und ausgeglüht; die Röhre war auf etwa 10^{-5} mm Hg ausgepumpt (Abb. 1). Der Faden wird mit einer kleinen Blattfeder, die an einem Glasstab befestigt ist, stets gespannt gehalten. Ein 2 cm langes Stückchen Kupferlitze, das eine leichte sinusförmige Krümmung aufweist, nimmt die Formänderung auf, die bei Stromdurchgang auftritt; seine Abweichung aus der Geraden beträgt bei kaltem Wolframdraht etwa 2 mm, bei voll geheiztem Wolframdraht etwa 4 mm. Der zur Durchführung durch das Glas benutzte Kupfermanteldraht geht außen geradlinig in die Leitung über. Alle Verbindungen sind durch Schweißen hergestellt. Der ganze Aufbau ergibt somit ein

Gebilde, das sich in seinen elektrischen Eigenschaften kaum von einem geraden Leiter unterscheidet. Ein Strom von 0,4 A erhitzt den Glühfaden auf etwa 1000° C, ein Strom von 1 A auf 1900° C. In diesem Bereiche konnte die Temperatur mit Hilfe eines Pyrometers[1]) bequem abgelesen werden. Der Widerstand des Glühfadens beträgt bei Raumtemperatur 0,42 Ohm, bei 1000° C etwa 2,1 Ohm, bei 1900° C etwa 5,1 Ohm. Die Widerstandserhöhung durch Hautwirkung beträgt nach den Formeln von Stefan[2]) bei 10^7 Hz und 1000° C 0,1 Proz., bei 1900° C noch 0,02 Proz. Bei $3 \cdot 10^7$ Hz ergeben sich entsprechend 1,0 Proz. und 0,17 Proz. Aus diesen Zahlen lassen sich auch die Prozentwerte des zu erwartenden Stromfehlers entnehmen. Zur Erzeugung der gleichen Glühtemperatur gehören bei Hochfrequenz und bei Niederfrequenz gleiche Beträge von $J^2 \cdot R$. Da die Widerstandswerte bei Hochfrequenz und Niederfrequenz verschieden sind, müssen somit die Stromwerte, die die gleiche Glühtemperatur erzeugen, im umgekehrten Sinne verschieden sein. Der tatsächliche Hochfrequenzstrom ergibt sich aus dem angezeigten Strom durch Verminderung um die Hälfte der Prozente, die für die Widerstandserhöhung errechnet wurden.

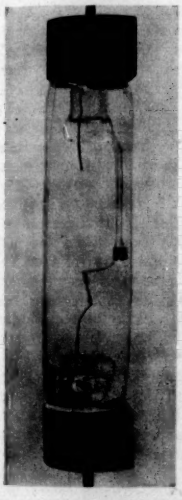


Abb. 1.
Wolfram-Einfadenlampe.

3. Das zur Ablesung verwendete Pyrometer bietet den Vorteil, daß die Gefahr der unmittelbaren elektrischen Einwirkung der Hochfrequenz auf die Pyrometeranzeige sehr gering ist, und daß andererseits auch die Rückwirkung der Metallteile des Pyrometers auf den Hochfrequenzkreis gering gehalten werden kann. Es sind Pyrometerlampe, Regelwiderstand mit Ausschalter und ein Edisonsammler in dem Pyrometer unmittelbar zusammengebaut und mit einer metallischen Schutzhülle umgeben, die mit den metallischen Fassungen von Objektiv und Okular wiederum fest verbunden ist. Die Metallteile des Pyrometers befanden sich in mindestens 64 cm Entfernung vom beobachteten Glühfaden (Abb. 2). Infolge dieses erheblichen Abstandes zwischen Pyrometer und Hochfrequenzkreis ist die Gefahr unmittelbarer Einwirkung der Hochfrequenz auf die Pyrometeranzeige sehr gering. Auch bei Aufstellung des Pyrometers in unmittelbarer Nähe eines 300-W-Senders war keine Änderung der Fadenhelligkeit zu beobachten, wenn der Sender ein- oder ausgeschaltet wurde.

Abb. 2.
Anordnung von Wolfram-Einfadenlampe und Pyrometer im Meßkreis.

4. Diese Anordnung Wolframfaden–Pyrometer wurde zunächst mit Gleichstrom geeicht und dann für Hochfrequenzmessungen verwendet. Dabei wurde stets das Pyrometer bei unveränderter Optik scharf auf die heißeste Stelle des Wolframfadens eingestellt. Eine Änderung des Stromes um 1 Proz. seines Wertes (also nicht

[1]) „Pyropto", Firma Hartmann & Braun, Frankfurt a. M., das mit etwas veränderter Optik ausgerüstet war.

[2]) Stefan, Wiener Berichte **95**, 917, 1887.

des Skalenendwertes) war dabei noch deutlich erkennbar. Da sich aber die Eichkurve mit der Zeit etwas in dem Sinne verschob, daß bei gleicher Stromstärke immer geringere Glühtemperaturen gemessen wurden – wahrscheinlich infolge von leichter Schwärzung des Glases –, wurde es für richtiger gehalten, sich nicht auf eine Eichkurve zu verlassen. Es wurde daher im Anschluß an jede Hochfrequenzmessung unverzüglich eine Substitutionsmessung mit Gleichstrom oder niederfrequentem Wechselstrom ausgeführt. Der Meßvorgang verlief nun in folgender Weise: Bei unverändertem Hochfrequenzstrom wurde die Helligkeit der Pyrometerlampe dreimal nach der Helligkeit des Wolframfadens eingeregelt, die zugehörigen Temperaturablesungen wurden notiert und das Pyrometer auf ihren Mittelwert eingestellt. Darauf wurde auf Gleichstrom umgeschaltet und durch Regelung des Gleichstromes wiederum gleiche Helligkeit von Wolframfaden und Pyrometerfaden hergestellt; der zugehörige Strom wurde an einem Normalinstrument abgelesen. Auch diese Einstellung wurde mehrmals nacheinander ausgeführt – zum Teil fünfmal – und aus den Ablesungen der Mittelwert gebildet.

5. Als Genauigkeit der Meßmethode kann man nur diejenige Prozentzahl angeben, bis auf welche eine einmal eingestellte Stromstärke mit Hilfe dieser Meßmethode reproduziert werden kann. Sie ist naturgemäß etwas abhängig vom Helligkeitsunterscheidungsvermögen und der Übung der Person, die die Versuche ausführt. Die Feststellung der Reproduzierbarkeit kann mit Gleichstrom oder niederfrequentem Wechselstrom ausgeführt werden. – Ein Beispiel hierfür ist in Zahlentafel I gegeben. Der Wolframfaden lag in Reihe mit einem Normalinstrument und einem Regelwiderstand an Gleichspannung. J_1 ist ein willkürlich eingestellter Gleichstrom. Nach der Fadenhelligkeit, die er erzeugte, wurde das Pyrometer eingeregelt. Der Strom wurde dann verändert und auf Grund der Pyrometerfadenhelligkeit reproduziert (J_2). Als Mittel aus fünf solchen J_2-Werten wurde J_{2m} in die Zahlentafel I aufgenommen. Die absolute Abweichung zwischen J_{2m} und J_1 ist als ΔJ eingetragen. In der vierten Rubrik sind die Fehlerprozentzahlen $\frac{\Delta J}{J_1} \cdot 100$ Proz. aufgeführt, in der fünften die entsprechenden Zahlen für denjenigen von den fünf J_2-Werten, der die größte Abweichung von J_1 aufwies. Aus den Zahlentafelwerten ist zu ersehen, daß man mit dieser Meßmethode einen Stromwert praktisch auf 0,5 Proz. genau bestimmen kann, wenn man das Mittel aus mehreren Ablesungen bildet, während einzelne Werte Fehler von etwa 1 Proz. zeigen können.

Zahlentafel I.

Reproduzierbarkeit von Stromwerten mit der Anordung Wolframfaden-Pyrometer.

J_1 mA	J_{2m} mA	ΔJ mA	Abweichung in Proz. mittel	maximal
388	387	−1	−0,3	0,5
560	558	−2	−0,4	0,8
600	599	−1	−0,2	0,7
741	745	+4	+0,5	1,2
444	442	−2	−0,4	0,9

Eichung eines Thermoinstruments.

6. Mit Hilfe dieser Wolframeinfadenlampen ist nun ein Präzisionsthermoinstrument vom Meßbereich 1 A darauf untersucht worden, ob es im Frequenzbereich $3 \cdot 10^6$ Hz bis $3{,}75 \cdot 10^7$ Hz noch ohne merkliche Fehler als Strommesser benutzt werden kann. Das Instrument ist mit Spiegelskala ausgerüstet und gestattet etwa im Bereich 0,35 A bis 1 A eine Ablesegenauigkeit von 1 mA. Die Prüfung des Instruments bei Niederfrequenz ergab, daß die zufälligen Fehler des Instruments, die von Lagerreibung u. dgl. herrühren, ebenfalls etwa 1 mA betragen können, so daß der gesamte mögliche Fehler, mit dem eine Ablesung des Instruments behaftet sein kann, höchstens 2 mA beträgt. Unterhalb von 0,35 A ist wegen der zusammengedrängten Skala ein etwas größerer Fehler möglich, bei 0,2 A beträgt er etwa 5 mA.

Der für Hochfrequenzmessungen interessierende Innenaufbau des Instrumentes war nicht bekannt, so daß über die Stärke des Heizers, innere Induktivitäten und Kapazitäten nichts ausgesagt werden kann. Sicher ist nur, daß der Gleichstromteil des Instruments, der mit einem Aluminiumkasten geschirmt ist, eine größere Metallmasse darstellt, die kapazitive Streuflüsse nach anderen Metallmassen ermöglicht.

7. Als Energiequelle stand ein Sender mit einer 350-W-Röhre zur Verfügung, der zwischen $3 \cdot 10^6$ Hz und $2 \cdot 10^7$ Hz in Dreipunktschaltung, zwischen $2 \cdot 10^7$ Hz und $3{,}75 \cdot 10^7$ Hz mit Drahtbügelverbindungen zwischen Kathode–Anode und Kathode–Gitter, bei Kopplung über die Röhrenkapazität, betrieben wurde. Der Sender war in einem doppelwandigen Faradayschen Käfig aufgestellt. Der Meßkreis wurde innerhalb des Käfigs induktiv angekoppelt. Von der Koppelspule wurden Leitungen durch die Käfigwände geführt, und Prüfling und Wolframfaden wurden außerhalb angeschlossen. Dieser Aufbau gibt die Gewähr, daß die Hochfrequenzenergie nur über die Durchführungen in den Meßkreis gelangt, weil unkontrollierbare Energieübertragungen induktiver oder kapazitiver Natur durch den Abschirmkäfig verhindert werden.

Um nach der Hochfrequenzmessung unverzüglich den Vergleich mit Gleichstrom nach Absatz 4 durchführen zu können, muß man in den Meßkreis Umschalter einfügen, sofern man nicht ständig Leitungen umklemmen will. Die Verwendung üblicher Umschalter erschwert es, die Hochfrequenzleitungen geradlinig zu verlegen und führt den Gleichstromkreis bis auf wenige Zentimeter an den Hochfrequenzkreis heran. Es wurden daher Hebelumschalter aus 30 cm langen Messingröhren verwendet, bei denen der Gleichstromkreis 20 cm vom Hochfrequenzkreis entfernt blieb und geradlinige Durchführung der Hochfrequenzleitungen möglich war. Ferner

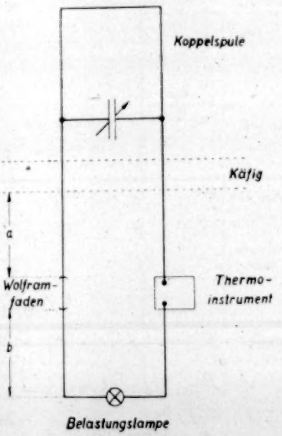


Abb. 3. Meßkreis ohne Erdung.

wurde darauf geachtet, daß beim Schalten keine Erschütterungen auf die zu vergleichenden Meßinstrumente übertragen werden konnten, die geringe Lagenänderungen und damit die Gefahr von Meßfehlern mit sich bringen könnten.

8. Die Versuche darüber, in welcher gegenseitigen Lage sich die Strommesser befinden müssen, wurden im wesentlichen bei der höchsten verwendeten Frequenz von $3{,}75 \cdot 10^7$ Hz durchgeführt, weil hier die größten Schwierigkeiten zu vermuten waren. Bei den ersten Versuchen ist noch die Fadentemperatur des Wolframfadens als Funktion der Instrumentanzeige bestimmt und mit einer vorher aufgenommenen Gleichstromeichkurve verglichen worden, später wurde zur unmittelbaren Gleichstromsubstitutionsmessung übergegangen (siehe Absatz 4!).

Für eine erste Gruppe von Messungen wurde der Meßkreis nach Abb. 3 aufgebaut. Es wurde angenommen, daß einem Verbraucher – hier der Belastungslampe – ein Hochfrequenzstrom zugeführt werden soll und daß man zur Messung dieses Stromes ohne besondere Vorsichtsmaßregeln Strommesser in die Zuleitungen schaltet. Die Messung soll zeigen, wie groß die Gefahr von Fehlmessungen bei unzweckmäßigem Aufbau des Meßkreises ist. Daher wurde kein Punkt des Kreises geerdet, die Durchführungen durch den Käfig wurden nur durch eine Gummiisolation geschützt. Außerhalb des Käfigs wurden Thermoinstrument und Wolframfaden in symmetrischer Lage in die Hochfrequenzleitungen eingefügt; ihr Abstand voneinander betrug etwa 40 cm. Die Abstände, die die Strommesser vom Käfig bzw. von der Belastungslampe hatten, wurden im Verlaufe der Messungen

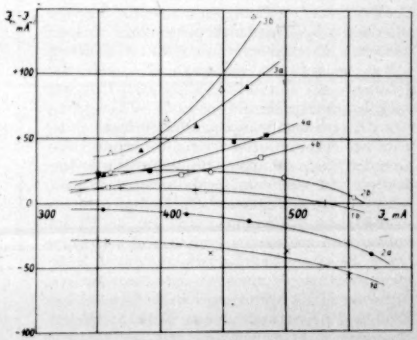


Abb. 4. Fehler einer Strommessung bei Aufbau des Meßkreises ohne Erdpunkt.
$f = 3{,}75 \cdot 10^7$ Hz,
× 1a, + 1b Abstand Käfig–Instrumente 66 cm, Instrumente–Lampe 34 cm,
● 2a, ○ 2b Abstand Käfig–Instrumente 66 cm, Instrumente–Lampe 66 cm,
▲ 3a, △ 3b Abstand Käfig–Instrumente 133 cm, Instrumente–Lampe 34 cm,
■ 4a, □ 4b Abstand Käfig–Instrumente 133 cm, Instrumente–Lampe 66 cm.
a Schraubkontakt der Belastungslampe an der Wolframfadenseite;
b Schraubkontakt der Belastungslampe an der Thermoinstrumentenseite.

variiert. Ferner konnten durch Vertauschung der Anschlüsse an der Belastungslampe verschiedene Bedingungen geschaffen werden, weil eine von den Anschlußklemmen mit dem Schraubgewinde von Sockel und Fassung verbunden ist, deren Metallmasse weit größer ist als die des Fußes.

Die Ergebnisse, die bei diesen Messungen erhalten wurden, sind in Abb. 4 in Kurvenform dargestellt. Es ist dort aufgetragen die Differenz zwischen der Anzeige des Thermoinstruments und derjenigen der Wolframfaden-Pyrometeranordnung als Ordinate über dem Wolframfadenstrom als Abszisse. Die Punkte sind aufgenommen bei acht verschiedenen Anordnungen des Meßkreises, gemäß den der Abb. 4 beigefügten Daten. – Wie die Abbildung zeigt, wurden Stromunterschiede bis zu 30 Proz. beobachtet, und sogar die Kurve 1b, die die geringste Abweichung hat, weist Fehler von 3 bis 4 Proz. auf. Es ist nun anzunehmen, daß diese groben Unterschiede nicht etwa auf eine Frequenzabhängigkeit der Heizer und der anschließenden Meßanordnungen selbst zurückzuführen sind, sondern daß die Heizer tatsächlich so stark verschiedene Ströme geführt haben. Die späteren Messungen haben das bestätigt.

Der Strom im Thermoinstrument war größer als der im Wolframfaden bei großem Abstand zwischen Instrumenten und Käfig (Kurve 3 bis 4), bei geringen war er gleich oder kleiner (Kurve 1–2). Das Umschalten des Lampensockels erhöhte den Strom in dem Zweige, an den dadurch der Schraubkontakt gelegt wurde. Die Fehlerkurven stellen endlich auch keine Geraden dar, die dem Nullpunkt zustreben, sondern sie sind stark gekrümmt und überschneiden zum Teil sogar die Nullinie.

Für diese Effekte sind zum Teil die Streukapazitäten zwischen Lampensockel und Käfig sowie zwischen Thermoinstrument und Käfig verantwortlich zu machen; außerdem scheinen Änderungen der Spannungsverteilung unter dem Einfluß der Stromwärme eine Rolle zu spielen. Besonders unsicher wird die Messung aber aus folgendem Grunde: Bei der Frequenz $3{,}75 \cdot 10^7$ Hz (Wellenlänge 8 m) ist in einem Meßkreise von annähernd 2 m Längenausdehnung keine quasistationäre Strom- und Spannungsverteilung mehr zu erwarten. Wo Knoten und Bäuche von Spannung und Strom liegen, hängt hier von den Kapazitäten gegen Erde und Sender ab. In unserm Falle haben die beschriebenen Umschaltungen die Stromverteilung im Meßkreise stark verändern können. Man sieht, daß dabei schon zwischen symmetrischen Punkten des Meßkreises erhebliche Stromunterschiede möglich sind. Ein Rückschluß auf die Stromstärke in der Belastungslampe ist natürlich unter diesen Umständen unmöglich.

9. Für die weitere Untersuchung wurde daher der Meßkreis nach folgenden Grundsätzen aufgebaut: Es sollen die beiden Strommesser, die verglichen werden sollen, in einem Strombauch und damit im Spannungsknoten angeordnet werden. – Der Aufbau des Meßkreises erfolgte gemäß Abb. 5. Das innerhalb des Käfigs befindliche Drahtrechteck, das als Koppelspule diente, wurde in seiner Mitte am Käfig geerdet und damit ein Spannungsknoten der Schwingung an diesem Erdungspunkt erzwungen. Die Durchführungen der Leiter durch die Käfigwände wurden mit Messinghülsen geschirmt, die mit den beiden Belegungen des doppelwandigen Käfigs elektrisch verbunden waren. Dadurch wurde eine definierte Kapazität zwischen Leitungen und Käfig geschaffen. Als Belastung

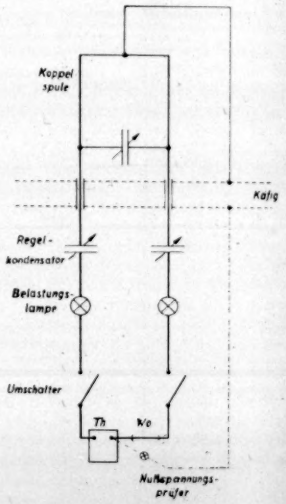


Abb. 5. Meßkreis mit Erdpunkt.

wurden in den Kreis Gruppen von Kohlefadenlampen mit einem Widerstand von etwa je 100 Ohm eingefügt. Diese Maßnahme hat den Zweck, den Anteil des Strommesserwiderstandes am Gesamtwiderstand des Kreises gering zu halten, so daß beide Heizer praktisch im Strombauch liegen und den gleichen Strom führen. Schaltet man den Belastungswiderstand nicht ein, so stellt der Widerstand der beiden Heizer einen erheblichen Teil des Kreiswiderstandes dar, der sich dazu noch unter dem Einfluß der Stromwärme merklich verändert, und zwar beim Wolframheizer stärker als beim Thermoinstrument. Die Heizer liegen dann nicht mehr genau im Strommaximum; die Meßergebnisse können in diesem Falle starke Unterschiede aufweisen, wie eine kurze orientierende Nachprüfung

bestätigte. — Da der Meßkreis vollkommen symmetrisch aufgebaut ist, muß nun dem Spannungsknoten an der Koppelspule, der durch die Mittelpunktserdung erzwungen wurde, ein Spannungsknoten an der Stelle gegenüberliegen, an der die Meßinstrumente eingeschaltet sind. Die in Abb. 5 eingezeichneten Regelkondensatoren und der Nullspannungsprüfer wurden für die zunächst beschriebenen Messungen noch nicht verwendet.

Das Thermoinstrument und der Wolframfaden wurden in verschiedenen gegenseitigen Anordnungen in den Meßkreis eingeschaltet. Diese Anordnungen sind in Abb. 6 skizziert und werden im folgenden der Einfachheit halber mit Lage 1 . . . 4 bezeichnet.

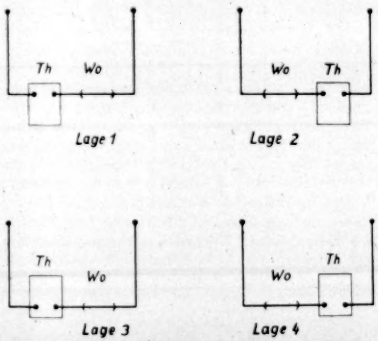


Abb. 6. Verschiedene gegenseitige Anordnungen von Wolfram-Einfadenlampe und Thermoinstrument.

Die Meßergebnisse, die mit diesem Aufbau erhalten wurden, waren von vornherein viel besser als diejenigen, die bei ungeerdetem Meßkreis gefunden waren. Bei Frequenzen über $3 \cdot 10^7$ Hz traten Abweichungen bis zu 3 bis 5 Proz. des Stromwertes auf. Für ein und dieselbe Meßreihe waren sie im Rahmen der Genauigkeit der Meßmethode gleich, änderten sich jedoch mit den Lagenvertauschungen. Bei $2 \cdot 10^7$ Hz waren die Abweichungen bereits unter die Meßfehlergrenze gesunken, lagen jedoch noch systematisch stets nach der gleichen Seite, während bei etwa 10^7 Hz und darunter nur noch eine unsystematische Streuung innerhalb der Meßfehlergrenze zu beobachten war. Die Abweichungen konnten nicht ohne weiteres der Hautwirkung im Thermoinstrumentenheizer zugeschrieben werden, denn sie lagen bei den meisten Messungen im umgekehrten Sinne.

Die Beseitigung dieser Abweichungen mußte also durch weitere Verbesserungen im Aufbau des Meßkreises versucht werden. Es war nun aufgefallen, daß die als Belastung eingeschalteten Kohlefadenlampen trotz des symmetrischen Aufbaus des Meßkreises normalerweise nicht gleich hell aufleuchteten. Eine Beeinflussung dieses Zustandes war weder möglich durch Verschiebung des Erdungspunktes längs der Koppelspule, noch auch durch Abschirmung derselben gegen unmittelbare kapazitive Beeinflussung vom Sender. Das gleiche Aufleuchten der Lampengruppen war schließlich nur zu erreichen durch Anbringung von veränderlichen Parallelkapazitäten zu den Lampen oder durch Einschaltung von Reihenkapazitäten (Abb. 5).

In ähnlicher Weise wurden regelbare Reihenkapazitäten von Kruse und Zinke (ATM V 324–2, September 1935) bei Vergleichung von Strommessern verwendet. Sie benutzten die Regelkondensatoren, um den Spannungsknoten längs desjenigen Teiles ihres Stromkreises, der drei zu vergleichende Strommesser enthielt, beliebig zu verschieben. Belastungslampen fanden in ihrer Schaltung keine Anwendung.

10. Es wurde nunmehr geprüft, ob die Absicht, die Strommesser in den Spannungsknoten zu legen, bei dem auf diese Art und Weise erreichten gleichen Leuchten der Lampengruppen verwirklicht ist. Zu diesem Zwecke wurde in mehr als 1 m Abstand von den Hochfrequenzleitungen eine geschirmte Leitung vom Käfig an das Instrument herangeführt, deren Seele und Mantel am Käfig geerdet waren. Die Seele wurde über ein Glühlämpchen, das bei 40 mA hell leuchtete, an das Instrument angeschlossen. Dann wurde durch geeignete Einstellung der Regelkondensatoren das Lämpchen zum Erlöschen gebracht.

Dabei erwies sich, daß das Erlöschen des Glühlämpchens ein weit zuverlässigeres Merkmal für die Spannungslosigkeit eines Punktes am Instrument war, als das gleich starke Leuchten der Belastungslampen. Es war dazu eine so feine Einstellung der Regelkondensatoren erforderlich, daß die dadurch erzeugte Änderung der Belastungslampenhelligkeit überhaupt noch nicht beobachtet werden konnte. Als die Mittelklemme von Thermoinstrument und Wolframfaden in den verschiedenen Lagen von Abb. 6 auf Spannungslosigkeit geprüft wurde, zeigte es sich, daß die Nullspannung nur in Lage 1 bei gleicher Einstellung der Regelkondensatoren und entsprechend gleicher Helligkeit der Belastungslampen vorlag. In den Lagen 2–4 war eine merklich unsymmetrische Einstellung erforderlich. Da

demnach die gleiche Helligkeit der Belastungslampen keinen Rückschluß darauf zuläßt, wo der Spannungsknoten liegt, wurden weitere Untersuchungen mit dem Glühlämpchen als Nullspannungsprüfer vorgenommen.

Als Anschlußpunkt am Thermoinstrument kamen die beiden Klemmen und das Metallgehäuse des Gleichstromteils in Frage. Bei Stromstärken von annähernd 1 A waren die Spannungsunterschiede zwischen diesen drei Punkten groß genug, um dann, wenn einer der Punkte im Spannungsknoten lag, am andern ein lebhaftes Aufleuchten des Lämpchens zu verursachen. Doch war der Spannungsunterschied zwischen der links von der Skala liegenden Klemme und dem Gehäuse größer, als der zwischen Gehäuse und rechter Klemme. Diese Unsymmetrie läßt sich erklären aus der bei Thermoinstrumenten üblichen Bauweise, daß beide zum Drehspulteil führenden Leitungen von einem Klemmenpaar abgehen, das auf einem der beiden Hochfrequenzanschlußstücke montiert und von diesem nur durch eine dünne Glimmerschicht isoliert ist.

Die Möglichkeit der Abstimmung auf Nullspannung wurde in den verschiedensten Anordnungen geprüft. Es war erforderlich, die geschirmte Erdleitung, die in 1 m Entfernung von der Hochfrequenzleitung geführt war, von außen senkrecht an die Instrumente heranzuführen, also nicht etwa durch die Kreisschleife gehen zu lassen; auch durfte der Kreis an seinem Ende nicht vertikal abgebogen werden. In diesen Fällen erlischt das Lämpchen nicht, und es wird die Einstellung auf Nullspannung unmöglich gemacht. Bei Instrumentlage in der Mitte zwischen zwei Wolframheizern war, wenn das Gehäuse auf Nullspannung lag, die Spannung an den Außenseiten der Wolframheizer merklich verschieden. Bei Aufbau des Instruments mit nur einem Wolframheizer gemäß Abb. 6 ergab sich: In den Lagen 1 und 2 war die Nullabstimmung für jeden Punkt leicht zu verwirklichen; bei Lagen 3 und 4, wo die Metallmasse des Drehspulteils innerhalb der Schleife des Hochfrequenzweges liegt, war die Abstimmung empfindlicher und sowohl durch ganz geringe Lagenänderungen der Zuleitungen, wie auch durch Annäherung einer Person an den Meßkreis stark zu beeinflussen. Anordnungen, bei denen das Instrument aufrecht stand oder mit der Skala nach unten lag, ergaben zwar stets die Möglichkeit, Nullspannung eines Punktes zu erzwingen, konnten aber für die Strommessung nicht ausgewertet werden, weil das Instrument nur in waagerechter Lage richtig anzeigte.

Die Forderung, daß die Instrumente im Spannungsknoten angeordnet sein sollen, ist somit am besten in Lage 1 zu erfüllen. Bringt man in dieser Lage das Gehäuse des Thermoinstruments auf Nullspannung, so befindet sich auch die Mittelklemme zwischen Thermoinstrument und Wolframfaden, auf der die Anschlüsse zum Drehspulteil montiert sind, nahezu auf Nullspannung. Gleichzeitig stehen die Regelkondensatoren auf gleicher Kapazität und die Belastungslampen leuchten gleich hell. — Bei Lage 2 enden die Drehspulleitungen auf einer Außenklemme, bei Lagen 3 und 4 ergeben sich schwer kontrollierbare kapazitive Nebenschlüsse wegen des geringen Abstandes zwischen einer Hochfrequenzzuleitung und der Metallmasse des Thermoinstrumentes. Der Kreis ist also in diesen Fällen nicht mehr vollständig symmetrisch aufgebaut, deshalb ergibt sich auch eine unsymmetrische Einstellung der Regelkondensatoren.

11. Die Ergebnisse, die bei diesem Aufbau (Lage 1) nach dem Verfahren Absatz 4 bei Frequenzen zwischen $3{,}58 \cdot 10^6$ Hz und $3{,}75 \cdot 10^7$ Hz erhalten wurden, sind in Zahlentafel II wiedergegeben. Darin bedeutet $J_\sim$ den im Thermoinstrument gemessenen Strom. J_m ist das Mittel aus vier Stromwerten, die am Wolframfaden nach dem Substitutionsverfahren bestimmt wurden. An den J_m-Werten ist die Hautwirkungskorrektur des Wolframfadens angebracht, deren Betrag sich auf höchstens 2 mA belief. In die Zahlentafel II wurden ferner aufgenommen die Abweichung $J_\sim - J_m$ und die prozentische Abweichung $\frac{J_\sim - J_m}{J_m} \cdot 100$ Proz. Diese Abweichungen erreichen danach etwa 1 Proz. des gemessenen Wertes und sind unsystematisch verteilt.

Bei $3{,}75 \cdot 10^7$ Hz ergibt sich in Lage 2 eine Stromabweichung von etwa 2 Proz., wenn man das Gehäuse auf Nullspannung legt, und von 1 Proz., wenn die dem Wolframfaden benachbarte (linke) Klemme auf Nullspannung gelegt wird. Die Ergebnisse in den Lagen 3 und 4 sind stark vom Abstand zwischen Hochfrequenzzuleitungen und Instrumentgehäuse abhängig und weisen mittlere Stromabweichungen von 0 bis 3 Proz. auf. — Bei niedrigeren Frequenzen nimmt der Einfluß der Lage schnell ab; unterhalb von 10^7 Hz ist ein Unterschied zwischen Ergebnissen, die in Lage 1 und 2 erhalten wurden, nicht mehr zu erkennen (Zahlentafel II).

12. Es ist also auf Grund der Meßergebnisse zu schließen, daß das System des untersuchten Meßinstruments bis zu der Frequenz $3{,}75 \cdot 10^7$ Hz keine Frequenzabhängigkeit aufweist, die die Grenze von 1 Proz. überschreitet. Die Stromanzeige kann aber durch kapazitive Verschiebungsströme, die über die Metallabschirmung

Zahlentafel II.

Eichung eines Thermoinstrumentes mit Wolfram-Einfadenlampe.

$I_\sim$ = Strom im Thermoinstrument.
I_m = Strom im Wolframfaden, Mittel aus 4 Werten, Hautwirkung auskorrigiert.

Wolframfaden: Nr. und Lage	Frequenz f Hz	$I_\sim$ mA	I_m mA	$I_\sim - I_m$ mA	Abweichung in Proz.
Wo I Lage 2	$3{,}58 \cdot 10^6$	833	834	−1	−0,1
	$3{,}58 \cdot 10^6$	698	696	+2	+0,3
	$3{,}58 \cdot 10^6$	579	583	−4	−0,7
	$3{,}58 \cdot 10^6$	483	484	−1	−0,2
	$3{,}58 \cdot 10^6$	404	405	−1	−0,2
Wo I Lage 1	$3{,}58 \cdot 10^6$	380	381	−1	−0,3
	$3{,}58 \cdot 10^6$	496	495	+1	+0,2
	$3{,}58 \cdot 10^6$	639	637	+2	+0,3
	$3{,}58 \cdot 10^6$	830	828	+2	+0,2
Wo I Lage 2	$1{,}16 \cdot 10^7$	878	881	−3	−0,3
	$1{,}16 \cdot 10^7$	715	713	+2	+0,3
	$1{,}16 \cdot 10^7$	584	585	−1	−0,2
	$1{,}16 \cdot 10^7$	496	496	0	0
	$1{,}16 \cdot 10^7$	381	383	−2	−0,5
Wo I Lage 1	$1{,}16 \cdot 10^7$	388	391	−3	−0,8
	$1{,}16 \cdot 10^7$	490	496	−6	−1,2
	$1{,}16 \cdot 10^7$	611	615	−4	−0,6
	$1{,}16 \cdot 10^7$	687	689	−2	−0,3
	$1{,}16 \cdot 10^7$	860	864	−4	−0,2
Wo I Lage 1	$1{,}48 \cdot 10^7$	850	845	+5	+0,6
	$1{,}48 \cdot 10^7$	691	688	+3	+0,4
	$1{,}48 \cdot 10^7$	574	575	−1	−0,2
	$1{,}48 \cdot 10^7$	455	454	+1	+0,2
Wo II Lage 1	$2{,}57 \cdot 10^7$	769	768	+1	+0,1
	$2{,}57 \cdot 10^7$	710	709	+1	+0,1
	$2{,}57 \cdot 10^7$	607	610	−3	−0,5
	$2{,}57 \cdot 10^7$	507	504	+3	+0,6
	$2{,}57 \cdot 10^7$	456	456	0	0
Wo II Lage 1	$3{,}75 \cdot 10^7$	871	869	+2	+0,2
	$3{,}75 \cdot 10^7$	740	741	−1	−0,1
	$3{,}75 \cdot 10^7$	619	612	+7	+1,2
	$3{,}75 \cdot 10^7$	517	521	−4	−0,8
	$3{,}75 \cdot 10^7$	440	437	+3	+0,7

des Drehspulteils abfließen, stark gefälscht werden. Zur Vermeidung dieses Fehlers muß die Metallhülle in einem Spannungsknoten angeordnet werden.

Zu ähnlichen Ergebnissen sind Kruse und Zinke[1]) gekommen. Sie haben gefunden, daß die Frequenzfehler von 1-A-Thermoinstrumenten erst bei etwas über $3{,}75 \cdot 10^7$ Hz die 1-Proz.-Grenze überschreiten und daß bei erheblichen Spannungen gegen Erde die kapazitiven Streuflüsse die vorherrschende Fehlerquelle darstellen.

Das Erfordernis, den störenden Einfluß von Streukapazitäten und Erdkapazitäten zu vermeiden, gilt ebenso für die praktische Anwendung des Hochfrequenzinstrumentes zur Strommessung in einem Verbraucher. Auch hier muß der Meßkreis einfach aufgebaut und in seinen elektrischen Eigenschaften genau bekannt sein, wozu die in dieser Arbeit für den Aufbau eines Eichkreises verwendeten Verfahren Anwendung finden können. Die Meßergebnisse können nur in dem Maße Anspruch auf Richtigkeit erheben, in welchem man die elektrischen Eigenschaften des Stromkreises rechnerisch zu erfassen vermag.

Zusammenfassung.

13. Zur Prüfung von Strommessern im Frequenzbereich $3 \cdot 10^6$ Hz bis $3{,}75 \cdot 10^7$ Hz wird als Eichgerät eine Wolfram-Einfadenlampe mit Pyrometerablesung verwendet, bei welcher jede Strommessung durch eine Substitutionsmessung mit Gleichstrom kontrolliert wird. Es werden Untersuchungen darüber angestellt, in welcher Weise man den Meßkreis aufbauen muß, um störende Frequenzeinflüsse unwirksam zu machen. Für die Messungen wird eine Anordnung verwendet, bei der sich der Sender innerhalb eines doppelwandigen Abschirmkäfigs befindet. Der vollständig symmetrisch aufgebaute Meßkreis ist innerhalb des Käfigs an den Sender angekoppelt; die Meßgeräte werden außerhalb angeordnet. Durch Erdung des Meßkreises an einem Punkte und Aufbau von Eichgerät und Prüfling am gegenüberliegenden Punkte wird erreicht, daß die Strommesser im Spannungsknoten bzw. Strombauch liegen; die genaue Einstellung wird mit Hilfe von Regelkondensatoren und einem Nullspannungsprüfer erreicht. Die Prüfung eines Präzisions-Thermoinstruments vom Meßbereich 1 A ergibt, daß das Instrument bei der Frequenz $3{,}75 \cdot 10^7$ Hz im Rahmen der Meßgenauigkeit von 1 Proz. noch fehlerfrei anzeigt.

Berlin-Charlottenburg, Juni 1937.

(Eingegangen 30. Juni 1937.)

1) a. a. O.; siehe auch Möhring und Zinke, ATM. V, 324—3. Juni 1936.

Zur Abhängigkeit der Dosisleistung und der Intensität der Röntgen-Bremsstrahlung von der Spannung.

Von Ludwig Graf.

Die Anwendung immer höherer Spannungen zum Betrieb der Röntgenröhren in Medizin und Technik rückt die Frage nach der damit erzielbaren Dosisleistungs- bzw. Intensitätssteigerung immer mehr in den Vordergrund. Dabei wird der Dosisleistungssteigerung praktisch das meiste Interesse entgegengebracht, da sie der absorbierten Strahlungsenergie proportional ist. Die Beziehung zwischen Dosisleistung D und Intensität I ist gegeben durch

$$D = \text{const}\, I\,(1 - e^{-(\bar{\mu}+\sigma_a)\cdot d}), \qquad (1)$$

bzw. in erster Näherung

$$D = \text{const}\, I \cdot (\bar{\mu} + \sigma_a), \qquad (1a)$$

wo $\bar{\mu}$ der wirksame Photoabsorptionskoeffizient, σ_a der wirksame Streuabsorptionskoeffizient des Strahlengemisches für Luft sind (vgl. Fig. 5), d die Dicke der absorbierenden Luftschicht und e die Basis der natürlichen Logarithmen. D wird in Röntgen/sec (r/sec), I in Erg/sec gemessen. Die Abhängigkeit der Intensität von der Röhrenspannung ist nach den bis jetzt vorliegenden Messungen bei sehr niederen Spannungen und nach den Ergebnissen der unter vereinfachenden Annahmen durchgeführten Rechnungen proportional dem Quadrat der Spannung anzunehmen[1]); es ist also:

$$I = \text{const}\, V^2. \qquad (2)$$

Für die Dosisleistung ergibt sich daher in erster Näherung:

$$D = \text{const}\; V^2 \cdot (\bar{\mu} + \sigma_a). \qquad (3)$$

Eine Spannungsänderung hat stets eine Qualitätsänderung der Strahlung und damit eine Änderung des Gesamtabsorptionskoeffizienten $(\bar{\mu} + \sigma_a)$ zur Folge; da dieser mit zunehmender Spannung im allgemeinen abnimmt, ist für die Dosisleistung eine wesentlich geringere Zunahme als proportional V^2 zu erwarten. Das Verhältnis der Dosisleistungen D_1 und D_2 von zwei Strahlungen, die mit den Spannungen V_1 und V_2 erzeugt werden, zu den entsprechenden Intensitäten I_1 und I_2 ist:

$$D_1 : D_2 = I_1 \cdot (\bar{\mu}_1 + \sigma_{a_1}) : I_2 \cdot (\bar{\mu}_2 + \sigma_{a_2}). \qquad (4)$$

Ist $V_1 > V_2$, so ist allgemein $(\bar{\mu}_1 + \sigma_{a_1}) < (\bar{\mu}_2 + \sigma_{a_2})$, d. h. das Verhältnis der Dosisleistungen ist im Verhältnis der Gesamtabsorptionskoeffizienten verkleinert.

1) Vgl. hierzu z. B. H. Kulenkampff, Handb. d. Phys. **33**, 2, 142, 1933.

Die in den letzten Jahren bis zu Spannungen von ungefähr 400 kV ausgeführten Dosisleistungsmessungen haben zum Teil eine quadratische, meist jedoch eine ziemlich uneinheitliche Spannungsabhängigkeit mit allen möglichen Potenzen der Spannung über und unter 2 bis nahezu 1 ergeben[1]). Dies ist nach Gleichung (3) für verschiedene Strahlengemische auch nicht anders zu erwarten, doch liegt die Ursache hierfür nicht allein in den durch die Spannungsunterschiede bedingten verschiedenen Gesamtabsorptionskoeffizienten für Luft, womit sich die Zunahmen mit höheren Potenzen als 2 auch gar nicht erklären ließen; sie ist vielmehr in der (unterschiedlichen) Vorfilterung zu suchen, welche die Strahlung bis zu ihrem Austritt aus der Röhre erleidet. Diese erfolgt

1. in der Antikathode, in der die Strahlung bis zu einer bestimmten Tiefe, entsprechend der Eindringtiefe der Elektronen, entsteht;
2. in der Röhrenwand und andern zwischen dieser und der Antikathode im Innern der Röhre befindlichen schwächenden Schichten (z. B. Fenster im Elektronenschutzkopf).

Die Dosisleistung der weder durch (1) noch durch (2) geschwächten, also völlig ungefilterten Strahlung ist

$$D_0 = D \cdot e^{+\mu\delta}, \qquad (5)$$

wo D die Dosisleistung der aus der Röhre austretenden und somit durch 1 und 2 vorgefilterten Strahlung, μ der gesamte wirksame Schwächungskoeffizient (vgl. Fig. 5) sämtlicher schwächender Schichten innerhalb der Röhre einschließlich Röhrenwand und δ die gesamte wirksame Dicke derselben bedeutet (bei verschiedenen Stoffen ausgedrückt im Äquivalentwert eines der Stoffe). Das Verhältnis der Dosisleistungen von zwei vorgefilterten Strahlungen der Spannungen V_1 und V_2 ist für ein und dieselbe Röhre gegeben durch

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{D_{01} \cdot e^{-\mu_1 \cdot \delta}}{D_{02} \cdot e^{-\mu_2 \cdot \delta}} = \frac{D_{01}}{D_{02}} \cdot e^{(\mu_2 - \mu_1)\cdot \delta}. \qquad (6)$$

Das Dosisverhältnis vorgefilterter Strahlungen erscheint also stets um den Faktor $e^{+(\mu_2-\mu_1)\delta}$ vergrößert, wenn $V_1 > V_2$ und damit $\mu_1 < \mu_2$ ist, und zwar um so mehr, je größer die Qualitätsunterschiede der beiden Strahlungen bzw. die Spannungsunterschiede und je dicker die vorfilternde Schicht δ sind. Eine allgemeingültige Formel für die Dosisleistungszunahme mit der Spannung läßt sich daher nicht angeben, da

1) Kaye und Bell, J. Inst. Elect. Eng. **73**, 457, 1933; Thoräus, Acta Radiologica **14**, 615, 1933; J. E. Roberts, Brit. J. Radiol. **7**, 685, 1934.

jede Röntgenstrahlung für technische oder medizinische Zwecke vorgefiltert ist bzw. vorgefiltert wird. Fig. 1 gibt einen Überblick über die

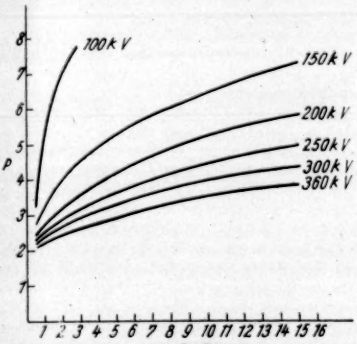


Fig. 1. Änderung des Spannungsexponenten in Abhängigkeit von der zusätzlichen Filterung. $D = \text{const}\, V^p$. (Nach Roberts, loc. cit.)

ziemlich starke Änderung des Spannungsexponenten p in Abhängigkeit von der Filterung bei verschiedenen Spannungen nach Roberts (loc. cit.). Für die Praxis kann für ähnliche Röhrentypen nahezu gleicher Vorfilterung ein mittlerer Wert für p angegeben werden. So weisen die Röhren für Tiefentherapie im allgemeinen p-Werte von 1,5 bis 2 auf; Hochvoltröhren infolge der dickeren Wand $p = 2$ bis 3 und mehr, während Diagnostikröhren und insbesondere Röhren mit Lindemannfenster bis zu $p = 1$ herabgehen. Daneben spielt auch der Spannungsbereich, in dem die Röhren verwendet werden, eine Rolle.

Die Dosisleistung der völlig ungefilterten Strahlung ist einer direkten experimentellen Bestimmung nicht zugänglich und man ist auf Extrapolations- und Rechenverfahren angewiesen. Zur Berechnung aus der Dosisleistung der aus der Röhre austretenden vorgefilterten Strahlung braucht man nach Gleichung (5)

1. die gesamte Dicke der vorfilternden Schichten innerhalb der Röhre einschließlich Röhrenwand bzw. bei verschiedenen Stoffen deren Äquivalentwert in einem zu wählenden Stoff.
2. den wirksamen Schwächungskoeffizienten für diese Schichten.

1. Die Dicke der vorfilternden Schichten kann im einfachsten Fall, wenn nur die Glaswand der Röhre in Betracht kommt, durch direkte Ausmessung bestimmt werden. Die Schwächung in der Antikathode ist in erster Näherung vernachlässigbar; sie kann aber u. U. nach dem Verfahren von Kulenkampff (loc. cit.) bei Verwendung einer drehbaren Antikathode extrapolatorisch bestimmt werden. Bei zusammengesetzter Vorfilterung, wie es meist bei den modernen Röhren der Fall ist, läßt sich die gesamte Vorfilterung nach den extrapolatorischen Verfahren von Behnken und Nitka[1]) und von Rump[2]) im Äquivalentwert eines beliebig zu wählenden Stoffes bestimmen. Erstere gehen davon aus, daß die Dosisschwächungskurve bei einer Röhre mit unendlich dünnem Fenster (d. h. bei Vorfilterung ~ 0) nahezu unendlich steil beginnt und daher der reziproke Differentialquotient der Kurve für die Vorfilterung $= 0$ gegen 0 geht; letzterer geht von der Dosisleistung aus, die ebenfalls für Vorfilterung $= 0$ sehr groß wird, so daß ihr reziproker Wert gegen 0 geht. Trägt man den reziproken Differentialquotienten oder die reziproke Dosisleistung in Abhängigkeit einer beliebig gewählten (zusätzlichen) Filterung auf, so beginnen die Kurven bei Röhren mit endlicher Vorfilterung beim Filterwert 0 nicht mit dem Ordinatenwert 0, sondern mit einem endlichen Ordinatenwert. Extrapoliert man die Kurven bis zum Schnitt mit der negativen Abszissenachse, so entspricht der negative Abszissenabschnitt in erster Näherung der gesamten Vorfilterung der Strahlung im Äquivalentwert des zusätzlichen Filtermaterials. Der Äquivalentwert der Vorfilterung ist bei Verschiedenartigkeit des zusätzlichen Filtermaterials und des Vorfiltermaterials infolge der verschiedenen Schwächungskoeffizienten u. U. spannungsabhängig und muß daher bei verschiedenen Spannungen auf Konstanz geprüft werden. In den Fig. 2a und 4a sind für zwei verschiedene Röhren die Vorfilterwerte nach dem Verfahren von Rump für verschiedene Spannungen bestimmt worden.

2. Erheblich größere Schwierigkeiten bereitet die Bestimmung des wirksamen Schwächungskoeffizienten für die völlig ungefilterte Strahlung. Kulenkampff, Rump u. a.[3]) versuchten auch hier eine extrapolatorische Bestimmung, die jedoch in diesem Fall wegen der sehr starken Änderung des Schwächungskoeffizienten bei Annäherung an die Vorfilterung 0 mit ziemlicher Unsicherheit verknüpft ist. Auch müssen die Dicke und die stoffliche Beschaffenheit der Vorfilterschichten genau bekannt sein. Ein wesentlich einfacherer Weg wäre die Extrapolation

1) H. Behnken und H. Nitka, Physik. Zeitschrift **36**, 459, 1935.
2) Nach freundlicher Mitteilung von Herrn Prof. Dr. W. Rump, Erlangen.
3) H. Kulenkampff, Ann. d. Phys. **69**, 548, 1922; W. Rump, Zeitschr. f. Phys. **43**, 254, 1927.

der Kurven in Fig. 1 bis zur Vorfilterung 0, wodurch sich der Spannungsexponent für die völlig ungefilterte Strahlung bestimmen ließe[1]). Doch liegt hierfür eine Durchführung noch nicht vor

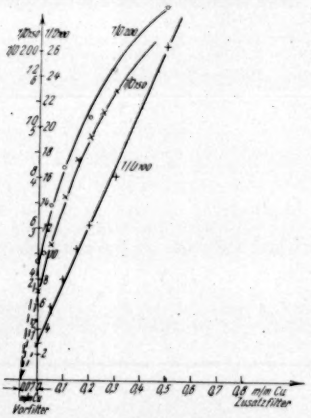


Fig. 2a. Doglas-Therapieröhre.
Bestimmung der Vorfilterung in *Cu*-Äquivalent bei 100, 150 und 200 kV.

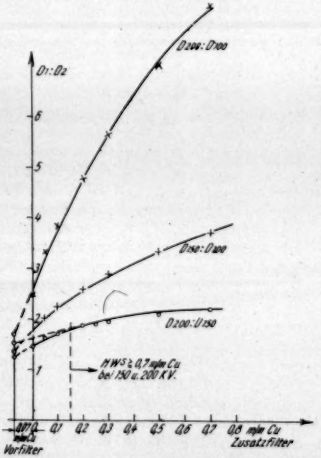


Fig. 2b. Doglas-Therapieröhre.
Bestimmung der Dosisverhältnisse für Vorfilterung 0 bei 100, 150 und 200 kV.

1) J. E. Roberts loc. cit.

und verspricht auch wegen der sehr starken Kurvenkrümmung im Extrapolationsgebiet nur unsichere Werte.

Folgende neue Lösung, die ebenfalls hierfür eine Bestimmung des Schwächungskoeffizienten vermeidet, führt zu wesentlich genaueren Ergebnissen: man trägt das Verhältnis zweier Dosisleistungen von zwei Strahlungen der Spannungen V_1 und V_2 $(V_1 > V_2)$ in Abhängigkeit der Filterung auf und erhält so, wie aus Gleichung (6) zu ersehen, eine mit zunehmender Filterung (δ) ansteigende Kurve, die für den Gesamtfilterwert $\delta = 0$ dem durch die Wahl der beiden Vergleichsspannungen bedingten Verhältniswert der Dosisleistungen für völlig ungefilterte Strahlungen zustrebt. Die Kurve beginnt also nicht auf der Abszissenachse und darf daher umgekehrt auch nicht bis zum Schnitt mit dieser extrapoliert werden. Wird die Verhältniskurve in Abhängigkeit der zusätzlichen Filterung aufgetragen, so ist sie bis zu einem bestimmten negativen Abszissenabschnitt zu extrapolieren, der der Vorfilterung der Strahlung in der Röhre entspricht. Die Vorfilterung muß also für die Extrapolation bekannt sein, jedoch, was die Auswertung sehr vereinfacht, nur im Äquivalentwert des zusätzlichen Filtermaterials, oder, wenn nur die Röhrenwand zu berücksichtigen ist und die zusätzliche Filterung mit dem gleichen Material (z. B. Glas) erfolgte wie diese, in mm der Röhrenwand. Man braucht somit nur die Röhrenwanddicke oder den nach den oben beschriebenen Verfahren bestimmten Äquivalentwert der Vorfilterung auf der negativen Abszissenachse abzutragen, so ist damit die Endabszisse der Extrapolation bestimmt.

Die Fig. 2b bis 4b zeigen die Auswertung einiger Messungen an verschiedenen Röhren bei Spannungen zwischen 30 und 400 kV. Der Betrieb der Röhren erfolgte an kontinuierlichkonstanter (k.-k.) Gleichspannung (Stabilivolt), die Messungen senkrecht zum Kathodenstrahl; zur Dosismessung wurde eine normale wellenlängenunabhängige Fingerhutkammer in Verbindung mit einem Einfadenelektrometer benutzt. In Fig. 2b ist die Auswertung von Messungen an einer Doglas-Therapieröhre für drei verschiedene Spannungsverhältnisse 200:100, 150:100 und 200:150 kV ausgeführt. Zusätzliches Filtermaterial ist Kupfer; die in Fig. 2a extrapolatorisch bestimmte Vorfilterung ergab für alle drei Spannungen 0,07 mm *Cu*-Äquivalent. Trägt man diesen Wert auf der negativen Abszissenachse in Fig. 2b ab, errichtet in seinem Endpunkt, der dem Vorfilterwert 0 entspricht, eine Hilfsordinate und extrapoliert die Dosisverhältniskurven bis zum Schnitt mit dieser, so entsprechen die Hilfsordinatenabschnitte den

gesuchten Dosisleistungsverhältnissen bei völlig ungefilterter Strahlung. Es ergibt sich beim Spannungsverhältnis $V_{200}:V_{100}=2$ für das Dosisverhältnis $D_{200}:D_{100}=1{,}7$; bei $V_{150}:V_{100}=1{,}5$ $D_{150}:D_{100}=1{,}35$ und bei $V_{200}:V_{150}=1{,}33$ $D_{200}:D_{150}=1{,}25$. Die Dosisverhältnisse verhalten sich zu den Spannungsverhältnissen wie $1{,}7:2{,}0=0{,}85$; $1{,}35:1{,}50=0{,}90$ und $1{,}25:1{,}33=0{,}94$; sie bleiben nur wenig hinter den Spannungsverhältnissen zurück und kommen ihnen um so näher, je kleiner das Spannungsverhältnis ist. Die Dosisleistung der völlig ungefilterten Strahlung nimmt somit in diesem Spannungsbereich fast proportional mit der Spannung zu.

Unter 100 kV konnten infolge der sehr geringen Härte der direkt aus der Röhre austretenden Strahlungen wegen der in diesem Gebiet auftretenden Wellenlängenabhängigkeit der verwendeten Fingerhutkammer eigene Messungen nicht ausgeführt werden. In der genannten Arbeit von Behnken und Nitka liegen jedoch sehr genaue Dosisleistungsmessungen an Röhren geringer Vorfilterung zwischen 30 und

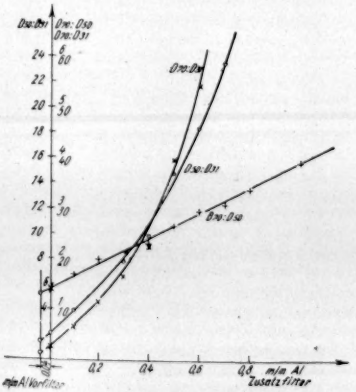


Fig. 3. Auswertung der Dosismessungen von Behnken und Nitka, Röhre II. Bestimmung der Dosisverhältnisse für Vorfilterung $\delta=0$.

70 kV vor, die in Fig. 3 für Röhre II ausgewertet wurden unter Verwendung des von den Verfassern bestimmten Vorfilterwerts der Röhre II, von 0,042 mm *Al*-Äquivalent. Der zum Teil völlig geradlinige Verlauf der Kurven und die sehr geringe Vorfilterung ermöglichen eine sehr sichere Extrapolation. Die Dosisverhältnisse sind auch hier trotz der niederen Spannungen nahezu gleich den Spannungsverhältnissen; nur beim größten Verhältnis $V_{70}:V_{30}=2{,}26$ liegt es beträchtlich tiefer ($D_{70}:D_{31}=1{,}30$), d. h. die Zunahme der Dosisleistung bleibt um ungefähr 60 Proz. hinter der Spannungszunahme zurück.

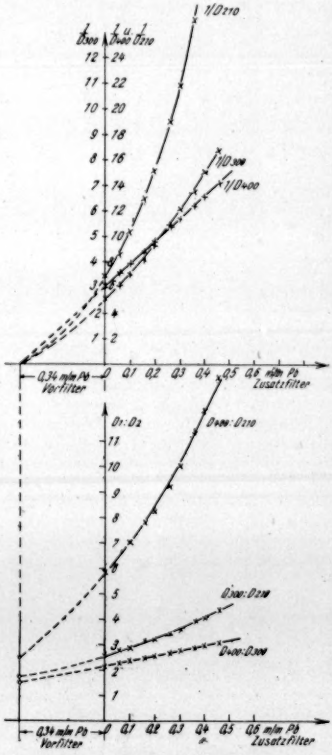


Fig. 4a und b.

Fig. 4a. Hochvoltröhre Type EW 400/56. Bestimmung der Vorfilterung in *Pb*-Äquivalent bei 210, 300 und 400 kV.

Fig. 4b. Hochvoltröhre Type EW 400/56. Bestimmung der Dosisverhältnisse für Vorfilterung 0 bei 210, 300 und 400 kV.

Bei Spannungen über 200 kV übertreffen die Dosisleistungsverhältnisse stets die Spannungsverhältnisse. Die Messungen wurden an einer normalen abgeschmolzenen, in einem Strahlenschutzgerät eingebauten Siemensröhre der Type

Tabelle I.
Zusammenstellung der Meßergebnisse.

1	2	3	4	5	6	7
Röhre Type	Vergleichs-spannungen kV	Spannungs-verhältnis $V_1 : V_2$	Dosis-leistungs-verhältnis $D_1 : D_2$	Verhältnis von Spalte 4 zu Spalte 3	Intensitäts-verhältnis $I_1 : I_2$	Spannungs-abhängigkeit der Dosisleistung bzw. der Intensität $D = \text{const } V^p$ $I = \text{const } V^p$
Behnken und Nitka-Röhre II	70 : 31	2,26	1,3	0,57	—	$D \sim c \cdot V^{1/2}$
B. u. N.-Röhre II	50 : 31	1,61	1,3	0,81	—	$D \sim c \cdot V^{1/2}$
B. u. N.-Röhre II	70 : 50	1,40	1,3	0,93	—	$D \sim c \cdot V$
Doglas-Therapieröhre	200 : 100	2,00	1,7	0,85	—	$D \sim c \cdot V$
Doglas-Therapieröhre	150 : 100	1,50	1,35	0,90	—	$D \sim c \cdot V$
Doglas-Therapieröhre	200 : 150	1,33	1,25	0,94	1,53	$D \sim c \cdot V$ / $I \sim c \cdot V^{3/2}$
EW 400/5 ö	400 : 210	1,90	2,5	1,31	2,5	$D \sim I \sim c \cdot V^{3/2}$
EW 400/5 ö	300 : 210	1,43	1,7	1,19	1,7	$D \sim I \sim c \cdot V^{3/2}$
EW 400/5 ö	400 : 300	1,33	1,5	1,13	1,5	$D \sim I \sim c \cdot V^{3/2}$

EW 400/5ö zwischen 200 und 400 kV k.-k.-Gleichspannung ausgeführt. Die hohe Vorfilterung der Strahlung in der Röhre und insbesondere in dem behelfsmäßigen Strahlenschutzgerät setzt leider die Genauigkeit der Auswertung infolge der großen Extrapolationsstrecke ziemlich herab. Ferner erschwerte die uneinheitliche Vorfilterung die Wahl des zusätzlichen Filtermaterials; am geeignetsten erwies sich Bleifilterung, die wenigstens in dem am meisten interessierenden Gebiet zwischen 300 und 400 kV einen geradlinigen Kurvenverlauf ergab (Fig. 4a). Die bei 400 kV zu 0,34 mm *Pb*-Äquivalent bestimmte Vorfilterung scheint bis zu 210 kV herab spannungsunabhängig zu bleiben, so daß alle dazwischenliegenden Dosisverhältnisse mit diesem Vorfilterwert ausgewertet werden können (Fig. 4b). Am genauesten ergibt sich $D_{400} : D_{300} = 1{,}5$ (Sp.-Verh. = 1,33); näherungsweise $D_{300} : D_{210} = 1{,}7$ (Sp.-Verh. = 1,43) und $D_{400} : D_{210} = 2{,}5$ (Sp.-Verh. = 1,9); die Dosisverhältnisse verhalten sich zu den Spannungsverhältnissen bei 400:300 kV wie 1:1,13; bei 300:210 kV wie 1:1,19 und bei 400:210 kV wie 1:1,31. Die Dosisleistung nimmt in diesem Spannungsbereich etwas rascher als proportional mit der Spannung zu.

In Tabelle I sind sämtliche Spannungs- und Dosisverhältnisse zusammengestellt; aus den Verhältniswerten kann ungefähr folgender Verlauf für die Spannungsabhängigkeit der Dosisleistung der völlig ungefilterten Strahlung entnommen werden, wobei die Übergänge stetig zu denken sind: zwischen 30 und 100 kV in grober Annäherung proportional zur Quadratwurzel aus der Spannung, von 100 bis 200 kV nahezu direkt proportional zur Spannung und über 200 bis 400 kV proportional zur 3/2. Potenz der Spannung.

Vor Besprechung dieser Ergebnisse ist zu untersuchen, ob die hier vorgenommene Extrapolation der Dosisverhältniskurven in dem kritischen Gebiet bis zur Vorfilterung o genügend sicher ist oder ob hier u. U. noch besondere Abweichungen von dem allgemeinen, gemessenen Kurvenverlauf zu erwarten sind. Der wirksame Gesamtschwächungskoeffizient (μ) der Bremsstrahlung ist stark von der Filterung der Strahlung abhängig und strebt für die Vorfilterung o sehr hohen Werten zu. Bei Bildung der Verhältnisse der Dosisleistungen tritt jedoch nur die Differenz der wirksamen Schwächungskoeffizienten der beiden zu vergleichenden Strahlungen auf (s. Gleichung 6), die sich, insbesondere bei nur wenig verschiedenen Strahlungen, durch Filterung nur wenig ändert und auch bei Vorfilterung o einen kleinen endlichen Wert besitzt. Eine Änderung bzw. Abweichung vom gemessenen Kurvenverlauf ist daher auch bei Annäherung an den Vorfilterwert o nicht anzunehmen; die Kurven dürfen also entsprechend ihrem gemessenen Verlauf extrapoliert werden, wie auch aus den sehr kurzen Extrapolationsstrecken bei den beiden Röhren geringer Vorfilterung (Fig. 2b und 3) mit einiger Wahrscheinlichkeit zu entnehmen ist. Es sind aber außerdem noch gewisse Vorsichtsmaßregeln zu beachten, da die beiden Faktoren, welche die Dosisleistung bestimmen, nämlich die Strahlungsintensität I und der wirksame Schwächungskoeffizient (μ) der zwischen Antikathode und Meßkammer befindlichen Filterschichten (Vor- und Zusatzfilter), in ihrer Spannungsabhängigkeit Unstetigkeitsstellen aufweisen können, die u. U. beim Vergleich zweier Strahlungen Fehler verursachen können. Die Gesamtintensität einer Strahlung setzt sich aus der Intensität

der Bremsstrahlung und der charakteristischen Eigenstrahlung des Antikathodenmaterials zusammen; während erstere sich stets kontinuierlich mit der Spannung ändert, kann letztere beim Überschreiten bestimmter Spannungsgrenzen (Anregungsspannung) diskontinuierlich auftreten oder verschwinden. Ebenso besitzt der Schwächungskoeffizient bei bestimmten Wellenlängen bzw. Spannungen Unstetigkeitsstellen (Absorptionskanten), deren Lage vom Filtermaterial abhängt. Es muß daher zum mindesten vermieden werden, die Dosisverhältnisse über Unstetigkeitsstellen hinweg zu bilden. Diese Forderung ist bei den vorliegenden Messungen stets erfüllt worden; die hier verwendeten Röhren besaßen sämtlich Wolframantikathoden, deren Eigenstrahlung (K) entweder bei allen Messungen nicht angeregt wurde (z. B. bei Behnken und Nitka), oder wie in allen übrigen Fällen, stets angeregt und mitgemessen wurde. Der dadurch verursachte Fehler kann vernachlässigt werden, da die Intensität der Eigenstrahlung jedenfalls nur einen kleinen Bruchteil der Intensität der Bremsstrahlung beträgt[1]). Dasselbe gilt für die langwelligeren Eigenstrahlungen ($L, M, \ldots$ usw.), die allerdings infolge ihrer geringen Härte nur von Behnken und Nitka zum Teil mitgemessen, in den übrigen Fällen aber bereits in der Röhrenwand absorbiert wurden. Was die Unstetigkeiten im Verlauf des Schwächungskoeffizienten betrifft, so lagen diese sowohl beim Vor- als auch beim Zusatzfiltermaterial (Glas, *Al*, *Cu*, *Pb*) bis auf einen Fall sämtlich außerhalb des Meßbereichs. Nur die bei den Messungen zwischen 200 und 400 kV verwendete zusätzliche Bleifilterung besitzt im Meßbereich eine Unstetigkeitstelle (K-Kante), jedoch bei allen Spannungen, so daß ihr Einfluß sich weitgehend eliminiert.

Versuchen wir nun kurz eine theoretische Ableitung der Spannungsabhängigkeit der Dosisleistung der völlig ungefilterten Strahlung, so sind hierfür zwei Faktoren maßgebend, nämlich die Strahlungsintensität I und der Gesamtabsorptionskoeffizient für Luft $(\overline{\mu} + \sigma_a)$. Bei sehr weicher Strahlung nimmt erstere proportional mit dem Quadrat der Spannung zu, letzterer mit der 3. Potenz der Spannung ab (da $\sigma_a \to 0$), so daß die Dosisleistung mit zunehmender Spannung umgekehrt proportional zu dieser abnimmt. Wenn ein derartiger Verlauf bereits in dem niederen Spannungsbereich zwischen 30 und 50 kV nicht mehr beobachtet wird, sondern eine Zunahme, die hier nach grober Schätzung proportional mit der Quadratwurzel aus der Spannung erfolgt und bei höheren Spannungen noch wesentlich rascher, so ist dies in erster Linie auf den besonderen Verlauf des Gesamtabsorptionskoeffizienten für Luft zurückzuführen, der, wie Fig. 5 am Beispiel des ihm nahekommenden Gesamtabsorptionskoeffizienten von Kohlenstoff zeigt, im kurzwelligen Gebiet immer flacher wird und von ungefähr 0,18 Å ab nahezu konstant bleibt. Dieser eigentümliche Verlauf kommt durch das rasche Anwachsen der Comptonschen Streuabsorption (σ_a) im kurzwelligen Gebiet zustande, wodurch die weitere Abnahme des Photoabsorptionskoeffizienten ($\overline{\mu}$) nahezu ausgeglichen wird. So läßt sich an Hand der Ge-

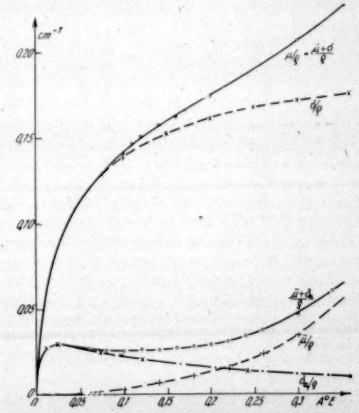


Fig. 5.

$\mu/\varrho = \dfrac{\overline{\mu}+\sigma}{\varrho}$ = Gesamtschwächungskoeffizient pro Masseneinheit,
σ/ϱ = Streukoeffizient pro Masseneinheit,
$\overline{\mu}/\varrho$ = Photoabsorptionskoeffizient pro Masseneinheit,
σ_a/ϱ = Streuabsorptionskoeffizient pro Masseneinheit,
$\dfrac{\overline{\mu}+\sigma_a}{\varrho}$ = Gesamtabsorptionskoeffizient pro Masseneinheit für Kohlenstoff.

samtabsorptionskurve in Fig. 6 der Verlauf der Spannungsabhängigkeit der Dosisleistung rein qualitativ leicht übersehen: mit zunehmender Spannung (abnehmender Wellenlänge) geht die Spannungsabhängigkeit des Gesamtabsorptionskoeffizienten mehr und mehr zurück und die Spannungsabhängigkeit der Dosisleistung nähert sich immer mehr der der Intensität. Die anfängliche Abnahme der Dosisleistung proportional zur Spannungszunahme bei extrem weichen Strahlen geht mit zunehmender Strahlenhärte allmählich in eine Zunahme proportional zur Spannung, und für sehr harte Strahlungen in eine

1) Siehe z. B. W. Rump loc. cit.; anderer Ansicht ist jedoch W. Nicholas loc. cit.

Proportionalität mit der 3/2. Potenz der Spannung über. Wegen der Unkenntnis der Spannungsabhängigkeit der Intensität muß man sich mit diesem rein qualitativen Ergebnis vorläufig begnügen.

Die vorliegenden Messungen lassen sich jedoch zum Teil auch auf die Strahlungsintensität ausdehnen und können zur Klärung der Spannungsabhängigkeit der Intensität bei hohen Spannungen, bei denen bis jetzt noch keine Messungen vorliegen, beitragen. Für das Verhältnis der Intensitäten zweier Strahlungen der Spannungen V_1 und V_2 ($V_1 > V_2$) gilt in gleicher Weise wie für die Verhältnisse der Dosisleistungen:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{I_{01}}{I_{02}} \cdot e^{(\mu_2 - \mu_1) \cdot d}, \qquad (7)$$

wo I_1 und I_2 die Intensitäten der aus der Röhre austretenden vorgefilterten Strahlungen, I_{01} und I_{02} die Intensitäten der völlig ungefilterten Strahlungen bedeuten und die übrigen Bezeichnungen mit denen in Gleichung (6) übereinstimmen. Das Intensitätsverhältnis bei völlig ungefilterter Strahlung läßt sich also in genau der gleichen Weise wie das Dosisleistungsverhältnis bestimmen, doch bereitet die direkte Messung der Strahlungsintensitäten ziemliche experimentelle Schwierigkeiten. Da es nur auf das Verhältnis der Intensitäten ankommt, kann man an ihrer Stelle im Bereich konstanter Gesamtabsorptionskoeffizienten die Dosisleistungen einführen; es ist

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{I_{01}}{I_{02}} \cdot \frac{(\overline{\mu}_1 + \sigma_{a_1})}{(\overline{\mu}_2 + \sigma_{a_2})} \cdot e^{+(\mu_2 - \mu_1)\delta}, \qquad (8)$$

wobei im allgemeinen Fall $(\overline{\mu}_1 + \sigma_{a_1}) < (\overline{\mu}_2 + \sigma_{a_2})$ ist und die Extrapolation auf den Vorfilterwert $\delta = 0$ ein um den Faktor $(\overline{\mu}_1 + \sigma_{a_1}) : (\overline{\mu}_2 + \sigma_{a_2})$ verkleinertes Intensitätsverhältnis liefert, das nach Gleichung (4) dem Dosisverhältnis $D_{01} : D_{02}$ entspricht. Im Sonderfall, d. h. für $\lambda \leqq 0{,}18$ Å (s. Fig. 5), ist näherungsweise $(\overline{\mu}_1 + \sigma_{a_1}) \simeq (\overline{\mu}_2 + \sigma_{a_2})$ und Dosisleistungsverhältnis und Intensitätsverhältnis werden einander gleich:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{D_1}{D_2} = \frac{D_{01}}{D_{02}} \cdot e^{(\mu_2 - \mu_1)\delta} = \frac{I_{01}}{I_{02}} \cdot e^{(\mu_2 - \mu_1)\delta} \qquad (9)$$

für $\lambda \leqq 0{,}18$ Å.

Die Gültigkeitsbedingung, der etwa Strahlungen mit Halbwertschichten $\geqq 0{,}7$ mm *Cu* entsprechen[1]), ist zwar schon im Bereich der normalen gefilterten Oberflächen- und Tiefentherapie erfüllt, der Gesamtabsorptionskoeffizient der Bremsstrahlung hängt jedoch in starkem Maße von der Filterung der Strahlung ab, so daß selbst noch bei 200 kV k.-k.-Gleichspannung die direkt aus der Röhre austretende, nicht zusätzlich gefilterte Strahlung außerhalb des Gültigkeitsbereichs liegt. Bei der hier verwendeten Doglas-Therapieröhre beträgt die Strahlenhärte ohne zusätzliche Filterung bei 200 kV nur 0,15 mm *Cu*-HWS und bei 150 bzw. 100 kV 0,1 bzw. 0,07 mm *Cu*-HWS, und erst nach zusätzlicher Filterung mit 0,15 mm *Cu* ist bei 150 und 200 kV die HWS $\geqq 0{,}7$ mm *Cu*. Erst bei diesem zusätzlichen Filterwert mündet somit in vorliegendem Fall die Dosisleistungsverhältniskurve in die Intensitätsverhältniskurve ein, während für kleinere Filterwerte die Dosisverhältniskurve durch den kleiner als 1 werdenden Faktor $(\overline{\mu}_1 + \sigma_{a_1}) : (\overline{\mu}_2 + \sigma_{a_2})$ mehr und mehr unter die Intensitätsverhältniskurve herabgedrückt wird. Um in diesem Fall das Intensitätsverhältnis für völlig ungefilterte Strahlung zu erhalten, muß man die Verhältniskurve $V_{200} : V_{150}$ (Fig. 2b) schon vom zusätzlichen Filterwert 0,15 mm *Cu* ab extrapolieren; man erhält so die gestrichelte Kurve (Fig. 2b) als Intensitätsverhältniskurve bis zum Vorfilterwert $\delta = 0$ und für das Intensitätsverhältnis der völlig ungefilterten Strahlung $I_{0200} : I_{0150} = 1{,}53$. Bei Spannungen über 200 kV wird die Bestimmung des Intensitätsverhältnisses immer günstiger, da die Gültigkeitsbedingung für Gleichung (9) bei immer geringeren Filterwerten, und bei sehr hohen Spannungen schon beim Vorfilterwert 0, erfüllt ist. Leider geht dieser Vorteil durch die meist sehr hohe Vorfilterung der Hochvoltröhren wieder verloren. Bei der hier verwendeten Hochvoltröhre EW 400/50 beträgt die Vorfilterung in Röhre und Strahlenschutzgerät zusammen 0,34 mm *Pb*-Äquivalent; bereits nach einer Gesamtfilterung mit ungefähr 0,1 mm *Pb*-Äquivalent wäre jedoch schon eine Strahlenhärte $\geqq 0{,}7$ mm *Cu*-HWS erreicht und die Dosisleistungsverhältniskurve mündet schon hier in die Intensitätsverhältniskurve ein (vgl. Fig. 4b, gestrichelte Hilfsordinate). Die Kurven entsprechen daher zum mindesten von der gestrichelten Hilfsordinate ab auch den Intensitätsverhältnissen. Wegen der großen Extrapolationsstrecke können aber die Verhältniswerte beim Vorfilterwert $\delta = 0$ nur sehr angenähert bestimmt werden; es ergibt sich näherungsweise $I_{0400} : I_{0300} = 1{,}5$; $I_{0400} : I_{0210} = 2{,}5$ und $I_{0300} : I_{0210} = 1{,}7$ wie für die entsprechenden Dosisverhältnisse, da die wirklichen Unterschiede zwischen den Dosisleistungs- und Intensitätsverhältnissen bei diesen hohen Spannungen jedenfalls kleiner anzunehmen sind als die Extrapolationsgenauigkeit. Für die Spannungsabhängigkeit der Intensität der völlig

1) Siehe hierzu z. B. Holthusen und H. Gollwitzer, Strahlenther. **26**, 101, 1927.

ungefilterten Bremsstrahlung zwischen 150 und 400 kV folgt hieraus (vgl. Tabelle 1):

$$I_0 \sim \text{const } V^{3/2}.$$

Dieses zwar nur näherungsweise richtige Ergebnis vermittelt immerhin einen ersten Einblick in die Spannungsabhängigkeit der Intensität bis 400 kV und dürfte daher von besonderem Interesse sein. Bis jetzt lagen nur Messungen bis ungefähr 150 kV vor, die fast alle eine quadratische Spannungsabhängigkeit ergeben haben[1]); diese darf für Spannungen bis ungefähr 15 kV auf Grund der Messungen von Kulenkampff (loc. cit.) wohl als gesichert gelten, bei höheren Spannungen bis 150 kV ist jedoch nach Rump (loc. cit.) eine geringere Abhängigkeit nicht ausgeschlossen, und Nicholas[2]) findet zwischen 40 und 150 kV Proportionalität zur 3/2-Potenz der Spannung.

Versucht man von der theoretischen Seite her einen Einblick in die Spannungsabhängigkeit der Intensität zu gewinnen, so liefert die klassisch-korrespondenzmäßige Rechnung von Kramers[3]) für niedere Spannungen bekanntlich ebenfalls quadratische Spannungsabhängigkeit. Einer Ausdehnung auf höhere Spannungen stand in erster Linie die beschränkte Gültigkeit des in die Rechnung eingeführten Thomson-Whiddingtonschen Gesetzes für die Abbremsung der Elektronen in der Antikathode im Wege. Inzwischen ist von Bethe[4]) eine allgemeine Bremsformel für Elektronen aller Geschwindigkeiten angegeben worden, die, wie von Glocker[5]) bei 1,7 Millionen Volt festgestellt worden ist, mit den experimentellen Ergebnissen sehr gut übereinstimmende Werte liefert. Durch Einführung der Betheschen Formel an Stelle des Thomson-Whiddingtonschen Gesetzes läßt sich nunmehr aus der Rechnung von Kramers die Spannungsabhängigkeit der Intensität auch bei hohen Spannungen bestimmen. Die Gesamtintensität einer dünnen Antikathode ist nach Kramers gegeben durch:

$$di = \int_0^{\nu_0} i_\nu \cdot d\nu = \frac{16\pi^2}{3\cdot\sqrt{3}} \cdot \frac{Z^2 \cdot e^6}{h \cdot m \cdot c^3} \cdot N \cdot dx = \text{const}\, dx, \tag{10}$$

wo dx die Dicke, Z die Ordnungszahl und N die Zahl der Atome pro cm³ des Antikathodenmaterials, ν die Frequenz und e, h, m und c die bekannten physikalischen Konstanten bedeuten. Um die Gesamtintensität einer dicken Antikathode zu erhalten, ist Gleichung (10) über den Weg der Kathodenstrahlen in der Antikathode zu integrieren und man erhält

$$I = \text{const} \int_{x=0}^{x=R} dx = \text{const}\, R, \tag{11}$$

hierin ist R die Reichweite der Elektronen in der Antikathode. Die Rechnung von Kramers führt somit zu dem einfachen Ergebnis: Die Intensität der Röntgen-Bremsstrahlung ist der Reichweite der Elektronen in der Antikathode direkt proportional. In Fig. 6 ist nun die Spannungsabhängigkeit der Elektronenreichweite in Blei, das dem als Antikathodenmaterial verwendeten Wolfram hinsichtlich seines Bremsvermögens sehr nahe kommt, bis 800 kV nach Bethe bzw. Glocker aufgezeichnet. Aus den eingezeichneten Näherungskurven können folgende Näherungsfunktionen für die Spannungsabhängigkeit der Elektronenreichweite bzw. der Bremsstrahlintensität in den einzelnen Spannungsbereichen entnommen werden:

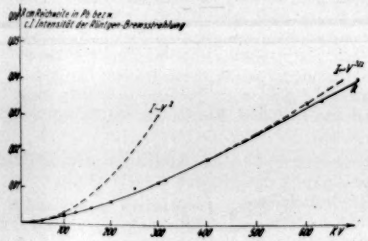


Fig. 6. Spannungsabhängigkeit der Reichweite von Elektronen in Blei- bzw. Spannungsabhängigkeit der Intensität der Röntgenbremsstrahlung. Reichweite der Elektronen in *Pb* nach Bethe und Glocker.
$+\ I \sim c \cdot V^2$, $\times\ I \sim c \cdot V^{3/2}$.

Bis ungefähr 50 kV:

R bzw. I proportional V^2

zwischen 50 und 400 kV:

R bzw. I proportional $V^{3/2}$

bei extrem hohen Spannungen:

R bzw. I proportional V.

Die Spannungsabhängigkeit der Intensität geht somit mit zunehmender Spannung mehr und mehr zurück und die quadratische Proportionalität geht schließlich bei extrem hohen Spannungen in

1) Siehe hierzu H. Kulenkampff loc. cit.
2) W. W. Nicholas, Bureau of Standards, J. Res. **15**, 843, 1930.
3) H. A. Kramers, Phil. Mag. **46**, 836, 1923.
4) H. Bethe, Zeitschr. f. Phys. **76**, 293, 1932.
5) R. Glocker, G. A. Kugler und H. Langendorff, Strahlentherapie **51**, 129, 1934.

direkte Proportionalität über. Dieser Verlauf ist in Übereinstimmung mit dem auf Grund der Spannungsabhängigkeit des Wirkungsgrades der Röntgenstrahlerzeugung erwarteten. Bei quadratischer Spannungsabhängigkeit der Intensität erhält man nämlich für den Wirkungsgrad:

$$\eta = \frac{\text{Röntgenstrahlenergie}}{\text{Kathodenstrahlenergie}} = \text{const}\,\frac{i \cdot V^2 \cdot Z}{i \cdot Z} = \text{const}\, Z \cdot V\,. \qquad (12)$$

Hierin bedeuten i den Röhrenstrom, V die Spannung und Z die Ordnungszahl des Antikathodenmaterials. Für sehr hohe Spannungen würde hieraus schließlich $\eta > 1$ folgen, d. h. die Gültigkeit der Gleichung (12) ist auf niedere Spannungen beschränkt bzw. die Spannungsabhängigkeit der Intensität muß mit zunehmender Spannung abnehmen.

Zusammenfassung.

1. Es wird ein extrapolatorisches Verfahren zur Bestimmung der Spannungsabhängigkeit der Dosisleistung der völlig ungefilterten Bremsstrahlung beschrieben und die Fehlermöglichkeiten besprochen. Es wird unterhalb 50 kV ungefähr Proportionalität zur $1/2$-Potenz, zwischen 50 und 200 kV ungefähr zur 1-Potenz, und zwischen 200 und 400 kV ungefähr zur $3/2$-Potenz der Spannung gefunden.
2. Für vorgefilterte Strahlung, wie sie in Medizin und Technik allgemein verwendet wird, kann die Spannungsabhängigkeit der Dosisleistung nicht eindeutig angegeben werden; sie ist um so größer, je größer die (Vor-) Filterung ist.
3. Das Verfahren läßt sich im Wellenlängenbereich von ungefähr 0,18 bis 0,02 Å, in dem der Gesamtabsorptionskoeffizient $(\overline{\mu} + \sigma_a)$ für Luft nahezu konstant ist, auch auf die Intensität der Strahlung übertragen. Für die Spannungsabhängigkeit der Intensität zwischen 150 und 400 kV ergibt sich angenähert Proportionalität zur $3/2$-Potenz der Spannung.
4. Die Spannungsabhängigkeit der Intensität wird nach der Formel von Kramers berechnet, wobei jedoch für die Abbremsung der Elektronen in der Antikathode an Stelle des nur für kleine Elektronengeschwindigkeiten gültigen Thomson-Whiddingtonschen Gesetzes die von Bethe angegebene, für Elektronen aller Geschwindigkeiten gültige Bremsformel eingeführt wird. Die so gefundene Spannungsabhängigkeit zeigt einen allmählichen Rückgang von der quadratischen Proportionalität bei sehr niederen Spannungen zur direkten Proportionalität bei extrem hohen Spannungen, wie dies auf Grund der Spannungsabhängigkeit des Wirkungsgrades der Röntgenstrahlerzeugung zu erwarten ist.

Die Messungen zur vorliegenden Arbeit habe ich bei den Siemens-Reiniger-Werken AG., Erlangen-Rudolstadt, noch während meiner Zugehörigkeit zu dieser Firma ausgeführt. Herrn Prof. Dr. Rump, SRW. Erlangen, habe ich für manchen Rat zu danken; ferner meinen Mitarbeitern, Herrn Dipl-Ing. J. Graf und Herrn Mechaniker Kürsten für ihre Hilfe bei den Messungen. Meinen besonderen Dank möchte ich Herrn Prof. Dr. Glocker, Vorstand des Röntgenlaboratoriums an der Technischen Hochschule und Direktor des Instituts für Metallphysik am Kaiser-Wilhelm-Institut für Metallforschung, Stuttgart, für sein großes Interesse und die vielfache Förderung der Arbeit aussprechen.

Stuttgart, den 26. April 1937. Institut für Metallphysik am Kaiser-Wilhelm-Institut für Metallforschung. (Eingegangen 13. Mai 1937.)

Über die Winkelverteilung der Kerntrümmer bei der Umwandlung leichter Atomkerne durch Wasserstoffkanalstrahlen. II.

Von H. Neuert.

Einführung.

Vor einigen Monaten habe ich in dieser Zeitschrift[1]) über Versuche berichtet, die die Kenntnis der räumlichen Verteilung der Kerntrümmer bei der Umwandlung leichter Atomkerne durch Wasserstoffkanalstrahlen zum Ziele haben. Es wurde gezeigt, daß bei Kanalstrahlenergien bis zu 230 eV die Prozesse $D_1^2(D_1^2; p)H_1^3$ und $B_5^{11}(p; \alpha)Be_4^8$ eine starke Winkelabhängigkeit der Häufigkeit der Kerntrümmer aufweisen, während die Ausbeute an Protonen der Umwandlung $Li_3^6(D_1^2; p)Li_3^7$ in diesem Spannungsbereich keine merkliche Winkelabhängigkeit besitzt. Die Messungen der Winkelverteilung der Trümmer des Prozesses $D_1^2(D_1^2; p)H_1^3$ sind durch die gute Übereinstimmung mit früheren Messungen von Kempton, Browne und Maasdorp[1]) wohl genügend gesichert. Deswegen

1) H. Neuert, Physik. Zeitschr. **38**, 122, 1937. (Im folgenden mit I bezeichnet.)

1) A. E. Kempton, B. C. Browne und R. Maasdorp, Proc. Roy. Soc. Lond. **157**, 386, 1936.

wurden zunächst die Versuche an Bor und Lithium unter verbesserten Versuchsbedingungen und mit vergrößerter Genauigkeit wiederholt. Die Untersuchungen wurden dann auf das Studium der Winkelverteilung der Kerntrümmer des Prozesses

$$B_5^{11} + H_1^1 \rightarrow He_2^4 + He_2^4 + He_2^4$$

und

$$Li_3^6 + H_1^1 \rightarrow He_2^4 + He_2^3$$

ausgedehnt.

Messungen und Ergebnisse.

Bei den hier vorliegenden Winkelverteilungskurven ist nun auch der Einfluß des ankommenden Teilchens auf die Winkelverteilung quantitativ berücksichtigt. Man muß nämlich erwarten, daß infolge des Impulses des ankommenden Teilchens alle Spuren um gewisse kleine Winkel nach vorwärts geneigt sind. In erster und für unsere Zwecke ausreichender Näherung ergibt sich die Vorwärtsneigung $\Delta\varphi$ für ein Teilchen, das unter einem Winkel φ gegen die Kanalstrahlrichtung wegfliegt, zu

$$\sin(\Delta\varphi) = \frac{m_0 v_0}{(\Sigma M)\cdot v}\sin\varphi\,;$$

wobei $m_0 v_0$ den Impuls des stoßenden Teilchens, ΣM die Summe der Massen der beiden wegfliegenden Teilchen, v die Geschwindigkeit des betrachteten Teilchens bedeutet (vgl. Fig. 1).

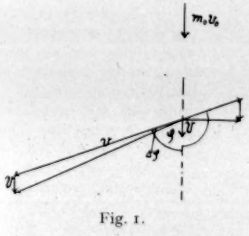


Fig. 1.

Die gemessene Verteilungskurve gibt die Winkelverteilung in einem ruhenden Koordinatensystem. Um die Verteilung in einem Koordinatensystem zu erhalten, das sich mit dem Schwerpunkt der beiden wegfliegenden Teilchen bewegt, muß man die gemessene Verteilungsfunktion mit einer Funktion $f(\varphi)$ multiplizieren, die sich durch eine einfache Überlegung aus obiger Beziehung zu

$$f(\varphi) = 1 - \frac{m_0 v_0}{(\Sigma M)\cdot v}\cos(\varphi - \Delta\varphi)$$

ergibt; z. B. ist für den Prozeß $D_1^2(D_1^2; p)H_1^3$ bei 130 ekV Deuteronenenergie (vgl. I):

$$f(\varphi) = 1 - 0{,}127\cos(\varphi - \Delta\varphi)$$

mit

$$\sin(\Delta\varphi) = 0{,}127\sin\varphi\,.$$

Die Versuchsanordnung wurde schon in I eingehend beschrieben. Da die früheren Untersuchungen gezeigt hatten, daß die Winkelverteilungsfunktionen — abgesehen von dem oben diskutierten Einfluß des ankommenden Teilchens — symmetrisch zur Richtung $\varphi = 90°$ liegen, beschränkte ich mich darauf, die Winkelverteilung in einem Bereich von etwa 20° bis 110° zu messen. Die *Li*- bzw. *B*-Schichten waren unter 135° zur Kanalstrahlrichtung geneigt, so daß alle registrierten Teilchen die Schicht durchlaufen haben mußten.

1. Wie schon bei den ersten Versuchen festgestellt wurde, zeigen die Protonen des Prozesses $Li_3^6(D_1^2; p)Li_3^7$ bei 230 ekV Deuteronenenergie keine Winkelabhängigkeit. Der bei den ersten Messungen gefundene geringe Anstieg der Häufigkeit nach vorwärts (vgl. I, Fig. 5) wird zwar wieder beobachtet, liegt aber innerhalb einer Fehlergrenze von 8 Proz.

2. Bei den Untersuchungen der Winkelverteilung der α-Teilchen der Umwandlung von Bor durch Protonen wurde festgestellt, daß im besonderen die α-Teilchen des Prozesses $B_5^{11}(p;\alpha)Be_4^8$ eine starke Winkelabhängigkeit zeigen; die Häufigkeit stieg nach vorwärts und rückwärts noch stärker an als im Falle der Umwandlung $D_1^2(D_1^2; p)H_1^3$. Um die Messungen noch zu verbessern und auf einen größeren Winkelbereich auszudehnen, wurde eine größere Zahl von Nebelkammeraufnahmen gemacht mit einer Aluminiumfolie von 10 μ Dicke als Vakuumabschluß. Die Nebelkammer war mit Stickstoff und einem Gemisch von Alkohol und Wasser gefüllt. Die Protonen hatten eine Energie von 200 ekV; es wurde besonders darauf geachtet, daß alle Aufnahmen bei derselben Spannung gemacht wurden. Die Meßergebnisse wurden in der oben angegebenen Weise durch die Funktion $f(\varphi) = 1 - 0{,}044\cos(\varphi - \Delta\varphi)$ mit $\sin(\Delta\varphi) = 0{,}044\sin\varphi$ auf ein „bewegtes" Koordinatensystem umgerechnet, die so erhaltene Verteilungskurve hat im wesentlichen das Aussehen der schon in I gezeigten Kurve. Während die früheren Messungen aber nur den Winkelbereich bis etwa 40° mit Sicherheit erfaßten, konnten die neuen Messungen bis zu einem Winkel von 20° ausgedehnt werden. Die Zahl der Spuren bei 20° beträgt ziemlich genau das Doppelte der bei 90°. Man kann annehmen, daß das Häufigkeitsverhältnis bei noch kleineren Winkeln nicht mehr wesentlich ansteigt.

3. Schon aus den obigen Aufnahmen war ersichtlich, daß auch die kürzeren Reichweiten, die der Umwandlung in 3 α-Teilchen entstammen, eine von der Gleichmäßigkeit abweichende Verteilung besitzen. Zum genaueren Studium der Winkelabhängigkeit dieser α-Teilchen nach vorwärts wurde eine größere Zahl von Nebelkammeraufnahmen gemacht mit einem Glimmerhäutchen von 11,5 mm Luftäquivalent als Vakuumabschluß und die Spuren auf der Platte nach Länge und Richtung einzeln möglichst genau ausgemessen. Das als Schichtträger dienende dünne Glimmerhäutchen hatte mit der darauf niedergeschlagenen Borschicht ein Luftäquivalent von 3 mm; die anfänglich sehr gleichmäßige Schicht büßte allerdings im Verlauf der Meßreihe durch die Beschießung mit Kanalstrahlen ihre Homogenität ein. Dadurch wurde eine beträchtliche Unsicherheit (bis zu 3 mm) in den gemessenen Spurlängen bedingt. Für die Statistik der Reichweiten nach Länge und Richtung fällt diese Unsicherheit aber nicht so sehr ins Gewicht, da in den Winkelverteilungskurven immer Reichweitenbereiche von mehreren mm Breite auf ihre Winkelabhängigkeit hin zusammengefaßt wurden. Auch eine Unsicherheit in der Richtung der Spur von wenigen Grad spielte bei der verwendeten Winkelintervallgröße von 15° keine wesentliche Rolle. Die Größe der Austrittsfenster für die Trümmerteilchen war so gewählt, daß mit Sicherheit alle Spuren auf der Platte registriert wurden. Die Protonenenergie betrug bei allen Aufnahmen 200 ekV. Die vorliegenden Messungen erstrecken sich nur auf die Reichweiten größer als 20 mm.

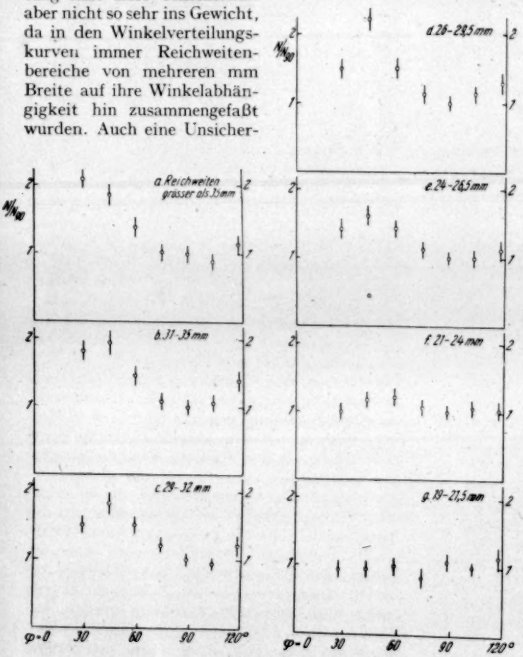


Fig. 2. Winkelverteilung der α-Teilchen der Umwandlung $B_5^{11}(p;\alpha,\alpha)\alpha$.

Die Meßergebnisse sind im einzelnen in den Kurven der Fig. 2 aufgetragen. Jeder Meßpunkt entspricht — je nach dem Häufigkeitsverhältnis — zwischen 60 und 150 gemessenen Nebelspuren; die statistischen Schwankungen sind deswegen für die einzelnen Meßpunkte verschieden; sie liegen durchschnittlich bei 10–12 Proz.

a) Die Winkelverteilungskurve aller Reichweiten größer als 35 mm zeigt einen ähnlichen Verlauf wie die der α-Teilchen der langen Reichweitengruppe: ein Minimum der Häufigkeit um 90° und einen zunächst langsamen, dann rascheren Anstieg des Häufigkeitsverhältnisses auf den Betrag 2,1 bei 20°. Man muß dabei aber berücksichtigen, daß 60–70 Proz. der in dieser Kurve registrierten α-Teilchen der Gruppe der langen Reichweiten entstammen; die Gestalt der Kurve wird demnach zu einem wesentlichen Teil durch die — oben ausführlich diskutierte — Winkelabhängigkeit der langen Reichweiten bestimmt.

b) Die Reichweiten zwischen 31 und 35 mm zeigen eine von der obigen nur wenig verschiedene Verteilungskurve. Wieder erkennt man das ausgeprägte Minimum bei 90° und den allmählichen Anstieg des Häufigkeitsverhältnisses auf den Betrag 2.

c) Bei den etwas kürzeren Reichweiten zwischen 29 und 32 mm erscheint der Betrag des maximalen Häufigkeitsverhältnisses etwas kleiner und erreicht den Wert 1,8 bis 1,9 bei etwa 35°.

d) Für die Reichweiten zwischen 26 und 29,5 mm zeigt die Verteilungskurve wieder das Minimum der Häufigkeit bei 90° und ein Ansteigen des Häufigkeitsverhältnisses auf den Betrag 2,1 bei 35–40°. Bei näherer Betrachtung der Häufigkeitsverteilung scheint aber der besonders große Wert des Häufigkeitsverhältnisses

in diesem Falle durch eine zufällige Schwankung verursacht zu sein.

e) Auch die Reichweiten zwischen 24 und 26,5 mm weisen ein Minimum der Häufigkeit bei 90° auf. Die Verteilungskurve steigt zunächst langsam, dann rasch an und erreicht bei 40 bis 45° das 1,6fache der Häufigkeit bei 90°.

f) Die Reichweiten zwischen 21 und 24 mm zeigen nur noch ein schwaches Maximum des Häufigkeitsverhältnisses vom Betrag 1,2 bei etwa 50°.

Bei den letzten 4 Verteilungskurven scheint demnach das Maximum der Häufigkeit, das bei den größten Reichweiten in der Strahlrichtung liegt, sich mit abnehmender Reichweite nach größeren Winkeln hin zu verlagern, während gleichzeitig seine Höhe abnimmt.

g) Die Reichweiten zwischen 19 und 21,5 mm besitzen eine ungefähr gleichmäßige Winkelverteilung. Die auftretenden Schwankungen liegen innerhalb einer Fehlergrenze von 12 Proz.

Die Winkelverteilung der noch kürzeren Reichweiten konnte man aus diesen Nebelkammeraufnahmen nicht ersehen.

Der Verlauf der Winkelverteilungskurven hat – vor allem bei den längeren Reichweiten – eine auffallende Ähnlichkeit mit dem der Verteilungskurve des Prozesses $B_5^{11}(p;\alpha)Be_4^8$. Nimmt man mit Dee und Gilbert[1]) an, daß bei der Umwandlung $B_5^{11}(p;\alpha,\alpha)\alpha$ der instabile C_6^{12}-Kern zunächst in ein α-Teilchen von $3-4\cdot10^6$ eV Energie und einen angeregten Be_4^{8*}-Kern zerplatzt und dieser dann in 2 α-Teilchen zerfällt, so wird man vermuten, daß die oben gefundene starke Winkelabhängigkeit bei den größeren Reichweiten ihre Ursache hat in einer entsprechenden Winkelabhängigkeit des (primären) Zwischenprozesses $B_5^{11}(p;\alpha)Be_4^{8*}$, ähnlich der des Prozesses $B_5^{11}(p;\alpha)Be_4^8$. Für den zweiten Prozeß dagegen, den Zerfall von Be_4^{8*} in zwei α-Teilchen, muß man – bezogen auf ein mit dem Be_4^{8*}-Kern bewegtes Koordinatensystem – offenbar eine gleichmäßige Verteilung erwarten.

Ist nun durch den Ablauf eines Zwischenprozesses $B_5^{11}(p;\alpha)Be_4^{8*}$ ganz allgemein irgendeine Richtung bestimmt, so folgt aus dem Impulssatz, daß die Richtungen, in denen ein vom Zerfall des Be_4^{8*}-Kerns herrührendes α-Teilchen wegfliegen kann, auf einem Kegelmantel liegen, mit der Richtung des Ablaufs des Zwischenprozesses als Kegelachse. Die Kegelöffnungen sind jeweils bestimmt durch die Energie, die das α-Teilchen beim Zerfall des Be_4^{8*}-Kerns gerade erhält; so betragen für die längeren Reichweiten die Öffnungswinkel der spitzen Kegel nur einige Grad. Für kürzere Reichweiten sind die Öffnungswinkel entsprechend größer, z. B. für Reichweiten von 30 mm 50°, für solche von 22 mm 66°.

Die längeren Reichweiten müßten demnach ausgeprägte Maxima bei kleinen Winkeln φ (bzw. $180-\varphi$) und Minima bei $\varphi = 90°$ aufweisen. Mit kürzerwerdender Reichweite müßten die Maxima sich nach größeren Winkeln φ hin verschieben. Gleichzeitig müßte man erwarten, daß die Maxima um so breiter und flacher werden, je größer die Kegelöffnungen, d. h. je kürzer die Reichweiten werden, da dann auch Kegel für sehr verschiedene Richtungen des zuerst wegfliegenden α-Teilchens einander über immer weitere Bereiche überlagern.

Man sieht, daß die aus der obigen Annahme folgenden Winkelabhängigkeiten dem experimentellen Befund wenigstens qualitativ entsprechen. Die Häufigkeitsmaxima liegen allerdings alle bei etwas größeren Winkeln, als man nach den obigen Überlegungen erwarten sollte.

Die gefundene starke Winkelabhängigkeit der Reichweitenhäufigkeiten muß sich aber auch auf die Häufigkeitsverteilung der Reichweiten auswirken. In der Fig. 3 sind diese Kurven für verschiedene Winkelbereiche aufgetragen. Die Häufigkeitsverteilung der Teilchen, die senkrecht zur Kanalstrahlrichtung ($\varphi = 80 - 95°$) wegfliegen, ist von früheren Arbeiten her genau bekannt[1]). Die aus den hier vorliegenden Messungen erhaltene Kurve stimmt mit der früher gefundenen gut überein; sie zeigt ein breites Maximum der Häufigkeit bei 20–23 mm und einen steilen Abfall nach längeren Reichweiten hin. Die Kurven für die anderen Winkelbereiche zeigen aber merkliche Abweichungen von der obigen Kurve. So wird das breite Maximum der Reichweiten im Winkelbereich zwischen 55° und 75° bei 21–25 mm, zwischen 30° und 50° bei 23–26 mm und zwischen 15° und 35° bei 23–27 mm gefunden. Das Maximum scheint sich also um so mehr nach größeren Reichweiten hin zu verschieben, je stärker die Emissionsrichtung nach vorwärts geneigt ist. Die Zahl der gemessenen Nebelspuren ist aber noch zu gering, als daß über den Verlauf der Häufigkeitsverteilungskurven genauere Aussagen gemacht werden könnten. Vor allem müßten die Messungen nach kürzeren Reichweiten hin ergänzt werden.

4. Schließlich sei noch über einige Messungen der Winkelverteilung der Trümmer der Umwandlung

$$Li_3^6 + H_1^1 \rightarrow He_2^4 + He_2^3$$

1) P. I. Dee und C. W. Gilbert, Proc. Roy. Soc. Lond. **154**, 279, 1935.

1) Vgl. z. B. F. Kirchner und H. Neuert, Physik. Zeitschr. **35**, 292, 1934; M. L. E. Oliphant, A. E. Kempton und Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. Lond. **150**, 241, 1935.

berichtet. Da die Trümmerteilchen dieses Prozesses nur geringe Reichweiten besitzen, mußte die das Vakuum abschließende Schicht möglichst dünn gemacht werden. Es wurden farbige Glimmerhäutchen von 3—4 mm Luftäquivalent verwendet. Als Füllgas der Nebelkammer diente Wasserstoff. Versuche, die Winkelverteilung nach vorwärts zu messen, scheiterten daran, daß die notwendigerweise sehr dünnen, auf

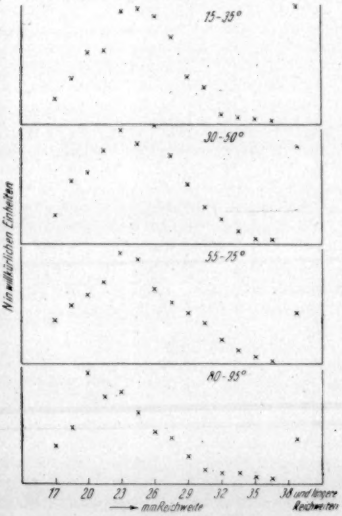


Fig. 3. Abhängigkeit der Häufigkeitsverteilung der Reichweiten von $B_5^{11}(p;\alpha,\alpha)\alpha$ von der Emissionsrichtung der α-Teilchen.

Glimmer aufgedampften Li-Schichten bereits nach wenigen Entladungsstößen verdampft waren. So wurden nur Messungen nach rückwärts an einer massiven Li-Schicht durchgeführt. Da es nicht möglich war, die Winkelverteilung über den ganzen Bereich eines Viertelkreises aufzunehmen, wurden die Messungen auf zwei Winkelbereiche, bei 90° und bei 140°, beschränkt. Es wurde die Zahl der kurzen Spuren mit der der langen, die dem Prozeß $Li_3^7(p;\alpha)\alpha$ entstammen, verglichen. Die Zahl der gemessenen Spuren betrug:

	kurze Spuren	lange Spuren	Verhältniszahl
bei 90°	80	46	1,74
bei 140°	112	64	1,76

Da nach früheren Messungen von Kirchner[1]) und Giarratana und Brennecke[2]) die langen Reichweiten eine gleichmäßige Winkelverteilung besitzen, kann man schließen, daß in dem gemessenen Winkelbereich auch die kurzen Reichweiten innerhalb der hier etwa 12 Proz. betragenden Fehlergrenze eine gleichmäßige Verteilung besitzen.

Zusammenfassung.

Die Versuche über die Winkelverteilung der Trümmer bei der Umwandlung leichter Atomkerne durch Wasserstoffkanalstrahlen wurden fortgesetzt.

Die früher schon begonnenen Untersuchungen des Prozesses $B_5^{11}(p;\alpha)Be_4^8$ wurden bis zu einem Winkel von 20° mit der Kanalstrahlrichtung ausgedehnt; die Zahl der bei 20° gemessenen Spuren beträgt das Doppelte der bei 90° gemessenen.

Auch die α-Teilchen der Umwandlung $B_5^{11}(p;\alpha,\alpha)\alpha$ zeigen eine Winkelabhängigkeit der Häufigkeit. Die Winkelverteilungskurven wurden für die Reichweiten größer als 20 mm in einem Winkelbereich von 20° bis 110° gemessen; dabei wurde eine deutliche Abhängigkeit des Verlaufs der Kurven von der Reichweite der α-Teilchen beobachtet. Dieser experimentelle Befund hat zur Folge, daß auch die Häufigkeitsverteilung der Reichweiten in verschiedenen Emissionsrichtungen der α-Teilchen verschieden sein muß.

Die Trümmer des Prozesses $Li_3^6(p;\alpha)He_2^3$ zeigen in dem gemessenen Winkelbereich von 90° bis 150° keine Winkelabhängigkeit der Ausbeute.

1) F. Kirchner, Physik. Zeitschr. **34**, 785, 1933.

2) J. Giarratana und C. G. Brennecke, Phys. Rev. **49**, 35, 1936.

Köln, Institut für technische Physik der Universität.

(Eingegangen 7. Mai 1937.)

Über die Möglichkeit eines dualen β-Zerfalls von Kalium.

Von C. F. v. Weizsäcker.

Die Radioaktivität von Kalium rührt wahrscheinlich von dem seltenen Isotop der Masse 40 her. Dieses $^{40}_{19}K$ hat zwei stabile Isobare: $^{40}_{20}Ca$ und $^{40}_{18}A$. Der Übergang in ^{40}Ca, bei dem negative Elektronen emittiert werden, erklärt die normale Radioaktivität von Kalium. Jedoch muß nach energetischen Überlegungen auch der Übergang in ^{40}A möglich sein, wenigstens wenn das Neutrino die Ruhmasse Null hat. Denn dann können zwei Isobare, deren Ladungen sich nur um eine Einheit unterscheiden, nicht gleichzeitig stabil sein[1]). Aus der empirischen Stabilität von ^{40}A wird man schließen, daß sein Übergang in ^{40}K unter Emission eines Elektrons energetisch unmöglich ist; und daraus folgt dann unmittelbar, daß die Umkehrung dieses Prozesses, die Verwandlung von ^{40}K in ^{40}A unter Absorption eines Elektrons der Atomhülle energetisch möglich ist, selbst wenn der Energieunterschied zwischen ^{40}K und ^{40}A nicht zur Erzeugung eines Positrons ausreichen sollte. Nach neuen Rechnungen von Møller[2]) ist auch die Aprioriwahrscheinlichkeit dieser Absorption durchaus nicht klein gegen die einer normalen β-Emission. Die empirische Existenz von drei Paaren unmittelbar benachbarter und anscheinend stabiler Isobare läßt allerdings unsere Argumentation unsicher erscheinen[3]). Es ist aber möglich, daß in diesen Fällen jeweils einer der beiden Kerne ein sehr langlebiger β-Strahler ist, der der Sargentschen Beziehung genügt und daher nur Elektronen von unnachweisbar kleiner Reichweite emittiert. Es scheint daher jedenfalls lohnend, nach empirischen Indizien für das Stattfinden des Übergangs $^{40}K \to {}^{40}A$ zu suchen.

Positronen sind in der K-β-Strahlung nicht gefunden worden; dabei wären 7 Proz. der Anzahl, in der die normalen β-Elektronen auftreten, noch nachweisbar gewesen[4]). Jedoch besteht auch kein Grund, eine große Beteiligung der Positronenemission verglichen mit der Elektronenabsorption beim Übergang in ^{40}A anzunehmen. Aussichtsreicher ist es daher, nach dem beim Zerfall entstehenden Argon zu suchen. Insbesondere lassen sich Gründe für die Annahme anführen, daß praktisch der gesamte ^{40}A-Gehalt der Atmosphäre ein Folgeprodukt der Kaliumumwandlung in der Erdrinde sei.

1) G. Beck, Zeitschr. f. Phys. **91**, 370, 1935.
2) Chr. Møller, Phys. Rev. **51**, 84, 1937.
3) K. T. Bainbridge und E. B. Jordan, Phys. Rev. **50**, 282, 1936.
4) Nach freundlicher persönlicher Mitteilung von Herrn Prof. v. Hevesy.

Bekanntlich zeigt die Häufigkeit der chemischen Elemente einen einigermaßen gesetzmäßigen und, abgesehen von der Auszeichnung gerader Ordnungszahlen, im ganzen glatten Gang mit der Atomnummer, der wohl mit der Art ihrer Entstehung im Sterninnern zusammenhängt. Jedoch sind alle Edelgase um einige Zehnerpotenzen seltener als ihre Nachbarelemente, zeigen aber, untereinander verglichen, in ihren Häufigkeiten denselben Gang. Nur Argon ist fast tausendmal häufiger, als man auf Grund einer Interpolation nach dieser Gesetzmäßigkeit erwarten sollte. Schreibt man jedoch die Häufigkeiten seiner Isotope getrennt an, so zeigt sich, daß der Überschuß ausschließlich auf dem Isotop ^{40}A beruht. Setzt man den Logarithmus der durch eine geeignete Konstante dividierten Atomanzahl im zugänglichen Teil der Erde ($\log A$) für Sauerstoff gleich 10, so ergeben sich für die Edelgase die Werte der ersten Spalte der Tabelle[1]). Dabei ist nur für Argon nach Isotopen getrennt, da die Isotope der anderen Edelgase sich in ihren Häufigkeiten nicht sehr voneinander unterscheiden.

Edelgas	$\log A$	Geradzahlige Nachbarelemente				$\log \alpha$
		leichter	$\log A$	schwerer	$\log A$	
$^{4}_{2}He$	2,8					
$^{20}_{10}Ne$	1,9	O	10,0	Mg	9,4	7,8
$^{36}_{18}A$	1,9	S	8,4	Ca	8,3	7,0
$^{38}_{18}A$	1,1					
$^{40}_{18}A$	4,4					4,0
$^{86}_{36}Kr$	0,9–1	Se	4,7	Sr	5,5	5,2
^{54}X	0,9–2	Te	2,4	Ba	5,3	5,0

Die Seltenheit der Edelgase auf der Erde muß, in einer bis jetzt unbekannten Weise, damit zusammenhängen, daß sie bei der Entstehung der Erde nicht chemisch gebunden werden konnten. Die Parallelität des Gangs ihrer Häufigkeiten mit dem der übrigen Elemente legt es nahe, auch ohne nähere Kenntnis dieses Vorgangs rein empirisch einen Faktor α zu bestimmen, um den ihre Häufigkeiten dabei reduziert worden sind. Als die „wahre" Häufigkeit eines Edelgases kann man dabei wegen des relativ glatten Verlaufs der Häufigkeit mit der Ordnungszahl mit vermutlich befriedigender Näherung einen Mittelwert der Häufigkeiten seiner beiden geradzahligen Nachbarelemente ansetzen. Die in der Tabelle angegebenen Häufigkeiten für diese Elemente sind aus Meteoritenanalysen entnommen[2]), welche der mittleren

1) Entnommen aus G. Berg, Das Vorkommen der chemischen Elemente auf der Erde. Leipzig 1932.
2) I. und W. Noddack, Svensk Kemisk Tidskrift **46**, 173, 1934.

Zusammensetzung der Erde wesentlich näherkommen dürften als die Häufigkeiten in der uns zugänglichen Erdrinde, die bereits das Ergebnis einer chemischen Aussonderung darstellen. Die so berechneten Werte von α zeigen wieder einen gesetzmäßigen Verlauf, aus dem nur ^{40}A herausfällt. Nun muß man aber zweifellos für alle drei Argonisotope dasselbe α wählen; denn das Entweichen der Edelgase kann, wie es auch vor sich gegangen sein mag, nicht eine so effektive Isotopentrennung bewirkt haben, von der zudem die übrigen Edelgase keine Spur zeigen. Wählt man den aus ^{40}A bestimmten Wert, so werden ^{36}A und A^{38} um den Faktor 1000 seltener als ihre Nachbarisotope angesetzt; wählt man den in den Gang der anderen Edelgase passenden Wert von ^{36}A und ^{38}A und nimmt an, daß alles heute auf der Erde gefundene ^{40}A schon primär auf ihr vorhanden war, so wird ^{40}A im Kosmos häufiger als Sauerstoff. Andererseits ist nach Page[1]) in planetarischen Nebeln Neon etwa 20mal seltener als Sauerstoff und Argon etwa 7mal seltener als Neon. Man entgeht der Schwierigkeit, wenn man annimmt, daß das irdische ^{40}A erst nach dem Verlust der Edelgase aus ^{40}K entstanden sei.

Unter dieser Annahme kann man das Verzweigungsverhältnis zwischen dem Zerfall in ^{40}Ca und in ^{40}A abschätzen. Allerdings hängt das Ergebnis der Abschätzung noch ab von einem Ansatz darüber, welcher Prozentsatz des in der Erde erzeugten Argons im Gestein festgehalten wurde und welcher Prozentsatz in die Atmosphäre gedrungen ist. Bekannt und daher in der Tabelle verwandt sind nur die Häufigkeiten der Edelgase in der Atmosphäre. Dagegen pflegt man die Häufigkeiten der anderen Elemente (also auch die von Sauerstoff, nach der die Tabelle normiert ist) für eine Oberflächenschicht der Erde bis zu 16 km Tiefe anzugeben. Idealisieren wir den Vorgang durch die Annahme, daß alles in einer Schicht bis zu d km Tiefe entstandene Argon die Atmosphäre erreicht habe, alles in tieferen Schichten erzeugte festgehalten worden sei, und nennen wir x das Verhältnis der in der Atmosphäre heute vorhandenen Anzahl von Argonatomen zu der Anzahl von ^{40}K-Atomen, die seit dem Verlust der Edelgase in einer Schicht bis zu 16 km Tiefe zerfallen sind, so ist der Bruchteil von ^{40}K-Kernen, der den Zerfall in ^{40}A wählt, gleich $16\,x/d$. Aus der Intensität der K-β-Strahlung und der relativen Häufigkeit des radioaktiven Isotops ^{40}K ergibt sich für dieses eine Halbwertszeit von etwa $2 \cdot 10^9$ Jahren. Wenn man den Verlust der Edelgase in den Anfang der Erdgeschichte setzt, so muß die seitdem zerfallene Menge von ^{40}K etwa gleich der heute vorhandenen sein. Nun hat Kalium in der Erdrinde $\log A = 8{,}3$, daher ^{40}K etwa $\log A = 4{,}5$, und es wird ungefähr $x = \frac{1}{3}$. Natürlich ist dieser Wert um einen Faktor der Größenordnung 2 bis 10 unsicher, da weder die geochemische Häufigkeit von Kalium noch die Halbwertszeit von ^{40}K genau bekannt ist und ein Fehler in der letzteren um den Faktor f den Wert von x um den Faktor 2^f falsch macht. Noch schwerer ist d zu bestimmen. Setzen wir willkürlich $d = 16$, so ergibt sich, daß ungefähr jeder dritte ^{40}K-Kern den Zerfall in Argon wählt. Dann sollte es möglich sein, Argon in alten Kaliummineralien nachzuweisen. Ein 500 Millionen Jahre altes Mineral, das kein Argon nach außen abgegeben hat, sollte etwa ein Hunderttausendstel der in ihm enthaltenen Kaliummenge an Argon enthalten.

Die von Kalium erzeugten Argonmengen sind demnach jedenfalls nur sehr klein und können die kosmische Häufigkeit von Argon nicht wesentlich ändern. Daß sie auf der Erde merkbar werden und dadurch einen Hinweis auf den dualen Zerfall von ^{40}K geben, beruht nur auf der abnormen Seltenheit der Edelgase auf der Erde, die vom Standpunkt der Kernphysik ein Zufall ist. Wenn unsere Annahme richtig ist, so erklärt sie übrigens zugleich die in den älteren Theorien des periodischen Systems so störende Umstellung der Atomgewichte von K und A als sekundären Effekt.

Eine Bestätigung der Annahme, daß ^{40}K dual zerfalle mit beiderseits abnorm langer Lebensdauer, hätte auch für die Kernphysik ein gewisses Interesse. Diese lange Lebensdauer wäre dann nämlich mit Sicherheit nicht als eine besondere Eigenschaft des Übergangs $^{40}K \to {}^{40}Ca$, sondern des Kerns ^{40}K selbst anzusehen. Da nach allgemeinen Regeln ^{40}A und ^{40}Ca den Spin Null haben müssen, genügt z. B. zu ihrer Erklärung die Annahme von Gamow, daß ^{40}K einen sehr hohen Kernspin habe und daher der β-Zerfall, bei dem Elektron und Neutrino einen großen Drehimpuls übernehmen müssen, in hoher Näherung verboten sei.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, 25. Mai 1937.

(Eingegangen 1. Juni 1937.)

1) G. Page, Nature **138**, 503, 1936.

Der Depolarisationsgrad bei Lichtzerstreuung unter verschiedenen Bedingungen.

Von Richard Gans.

Man kann den Depolarisationsgrad Δ bei Lichtzerstreuung messen erstens, wenn das Primärlicht linear polarisiert ist und vertikal schwingt (Δ_v), zweitens wenn es horizontal schwingt (Δ_h), drittens wenn es unpolarisiert ist (Δ_u).

Δ_h ist im allgemeinen 1, d. h. das Streulicht ist bei dieser Beleuchtungsart natürliches Licht, nämlich immer dann, wenn bei Flüssigkeiten keine merkliche Schwarmbildung vorliegt oder bei kolloidalen Lösungen die suspendierten Teilchen klein gegen die Wellenlänge sind oder Kugelform haben. Deshalb erlaubt die Feststellung, daß $\Delta_h \neq 1$ ist, einen Schluß auf die Struktur der Flüssigkeit bzw. Form und Größe der Teilchen. Darin liegt die Bedeutung der Ermittlung dieser Größe.

Die oben definierten drei Größen Δ sind nun nicht unabhängig voneinander. Das hat bereits Krishnan[1]) behauptet und eine Beziehung zwischen ihnen aufgestellt, die er das Reziprozitätsgesetz nennt. Da diese Beziehung aber falsch ist, soll die richtige kurz abgeleitet werden.

Um uns bequem verständlich machen zu können, wollen wir festsetzen, daß das Primärlicht sich in der x-Richtung fortpflanzt, und daß in der y-Richtung beobachtet wird. Δ soll dann stets das Verhältnis der Intensitäten des in Richtung der x-Achse zu dem in Richtung der z-Achse schwingenden Lichts bedeuten.

Wesentlich für die Ableitung der gesuchten Beziehung ist dabei, daß bei Schwarmbildung oder größeren suspendierten Teilchen die Fortpflanzungsrichtung des Primärstrahls eine ausgezeichnete Richtung ist, die von einer dazu senkrechten in ihrem Verhalten verschieden ist. Wir wollen deshalb, je nachdem das Streulicht in einer dieser beiden Richtungen schwingt, den Index l bzw. t (longitudinal bzw. transversal) zur Unterscheidung benutzen.

Fällt Primärlicht der Intensität J ein, das linear polarisiert ist und parallel der z-Achse schwingt, so wird

$$\Delta_v = \frac{i_l}{J} . \tag{1}$$

Handelt es sich um natürliches Primärlicht, so wird

$$\Delta_u = \frac{2 i_l}{J + i_t} . \tag{2}$$

Der Faktor 2 im Zähler rührt daher, daß sowohl die y- als die z-Komponente des Primärlichtes Streulicht hervorrufen, das in der x-Richtung schwingt; das i_t im Nenner trägt dem Streulicht Rechnung, welches die y-Komponente des Primärlichts erzeugt hat, und das $\parallel z$ schwingt.

Schwingt schließlich das linear polarisierte Primärlicht auf den Beobachter zu ($\parallel y$), so wird

$$\Delta_h = \frac{i_l}{i_t} . \tag{3}$$

Eliminiert man aus Gleichung (2) i_l und i_t mittels Gleichung (1) und (3), so erhält man die gewünschte Beziehung

$$\frac{1}{\Delta_u} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\Delta_v} + \frac{1}{\Delta_h}\right) . \tag{4}$$

In gewöhnlichen Flüssigkeiten ohne Schwarmbildung ist, wie gesagt, $\Delta_h = 1$. Dann geht Gleichung (4) in die bekannte Beziehung

$$\Delta_u = \frac{2\Delta_v}{1 + \Delta_v} . \tag{4'}$$

über, die natürlich keine allgemeine Gültigkeit hat.

Krishnan dagegen meint, es müsse eine Beziehung gelten, die in unserer Bezeichnungsweise

$$i_l = i_t \tag{5}$$

lautet. Gerade weil die Fortpflanzungsrichtung des Primärstrahls eine ausgezeichnete Richtung bildet, ist aber diese Beziehung i. a. nicht richtig. Dagegen hätte er in seiner Bezeichnungsweise die Beziehung $H_v = H_h$ aufstellen müssen, die aussagt, daß es für das in der x-Richtung schwingende Streulicht aus Symmetriegründen gleichgültig ist, ob das Primärlicht $\parallel y$ oder $\parallel z$ schwingt.

Auf Grund seiner Überlegungen kommt er zu der Formel

$$\Delta_u = \frac{1 + \frac{1}{\Delta'_h}}{1 + \frac{1}{\Delta_v}} , \tag{6}$$

allerdings wenn er unter Δ'_h versteht, was wir oben $1/\Delta_h$ genannt haben. (In der Bezeichnungsweise geht bei ihm alles durcheinander. Die Definition seines Δ'_h entspricht unserem Δ_h, in der Endformel dagegen meint er unser $1/\Delta_h$. Bei den Messungsergebnissen hat er in der ersten seiner von uns zitierten Arbeiten unser Δ_h, dagegen in der letzten unser $1/\Delta_h$ angegeben.)

Die Krishnansche Formel [d. i. Gleichung (6) oben] ist somit i. a. unbegründet und unrichtig und steht mit unserer Gleichung (4) in Widerspruch [bis auf den trivialen Fall $\Delta_h = 1$, in dem Gleichung (4) sowie (6) beide in Gleichung (4') übergehen].

[1]) R. S. Krishnan, Mem. of the Indian Inst. of Sc. 1, 211, 782, 915, 1935.

Tabelle I.

Stoff	$\Delta_h = \frac{1}{M_h'}$	Δ_v	Δ_u beob.	Δ_u ber. nach Krishnan	Δ_u ber. nach Gans
Schwefelkohlenstoff-Methylalkohol 40° (Tabelle II)	4,00	0,0027	0,015	0,0135	0,0054
Methylalkohol-Normalhexan 29° (Tabelle III)	3,704	0,0037	0,015	0,0173	0,0074
Anilin-Cyclohexan 30° (Tabelle V)	5,882	0,0012	0,0084	0,00825	0,0024

Um so überraschender ist es, daß die nach der falschen Formel (6) berechneten Δ_u mit Krishnans Beobachtungen übereinstimmen, während nach der richtigen Gleichung (4) ganz andere Werte herauskommen sollten. Ich greife aus der von mir oben zitierten letzten Arbeit Krishnans einige Werte heraus (siehe Tabelle I).

Bei so kleinen Δ_v kommt $1/\Delta_h$ neben $1/\Delta_v$ überhaupt nicht zur Geltung, es müßte also $\Delta_u \approx 2\Delta_v$ sein. Daß das nach den Beobachtungen Krishnans nicht der Fall ist, liegt bereits daran, daß man so kleine Depolarisationsgrade Δ_v, wie sie in obiger Tabelle stehen, gar nicht messen kann, ohne den Volkmannschen Kunstgriff der Schwenkung des doppeltbrechenden Prismas um 180° zu gebrauchen[1]).

Ähnlich liegen die Verhältnisse bei den Messungen Ramaiahs[2]) und Krishnans[3]) an organischen und anorganischen kolloidalen Lösungen, von denen einige wenige als Beispiele in Tabelle II niedergelegt sind.

Tabelle II.

Stoff	$\Delta_h = \frac{1}{M_h'}$	Δ_v	Δ_u beob.	Δ_u ber. nach Krishnan	Δ_u ber. nach Gans
1 Proz. Gelatinelösung 24^h alt; 4,5 p_H (Tabelle I, S. 131)	3,33	0,0055	0,02	0,0219	0,011
1 Proz. Eiweißlösung 24^h alt; 3,9 p_H blaues Licht (Tabelle IV, S. 134)	2,04	0,053	0,101	0,153	0,1033
1 Proz. Eiweißlösung 1^h alt; 4,3 p_H gelbes Licht (Tabelle III, S. 133)	3,70	0,017	0,077	0,0786	0,0338
1 Proz. Caseinlösung 48^h alt; 3,2 p_H (Tabelle II, S. 132)	2,22	0,0049	0,015	0,0157	0,00975
Kieselsäure Gel B 3^d alt (S. 141)	8,33	0,004	0,038	0,0371	0,008
Kieselsäure Sol F 2^d alt (S. 145)	2,17	0,005	0,016	0,0158	0,010
Goldsol VI; $\lambda = 4000$ ÅE. (Tabelle II, S. 99)	2,00	0,017	0,05	0,0502	0,0337

Wiederum die gleiche Erscheinung: Übereinstimmung der beobachteten Δ_u mit dem Sollwert der falschen Krishnanschen Formel und Abweichung von dem nach unserer Beziehung errechneten Wert mit Ausnahme der zweiten in der Tabelle angegebenen Lösung. Aber auch bei diesen Lösungen so kleine Δ_v, daß die gemessenen Werte mit sehr großen Fehlern behaftet sein werden, weil die Volkmannsche Methode nicht angewandt worden ist.

Beide Tabellen enthalten nur solche Messungen, für die Δ_h merklich von 1 abweicht, weil, wie oben bereits bemerkt, für $\Delta_h = 1$ die Krishnansche Formel und die unsrige ineinander übergehen, so daß zwischen beiden dann nicht entschieden werden kann.

1) H. Volkmann, Ann. Phys. (5) **24**, 457, 1935.
2) K. Subba Ramaiah, Proc. Indian Ac. Sc. (A) **5**, 128, 138, 1937.
3) K. S. Krishnan, Proc. Indian Ac. Sc. (A) **5**, 94, 1937.

Berlin, 29. Mai 1937.

(Eingegangen 10. Juni 1937.

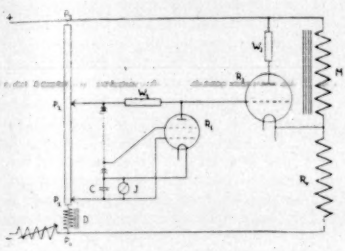
Ein Relais zur Konstanthaltung von Magnetströmen.

Von Lothar Leiterer.

Bei einer Untersuchung über das paramagnetische Verhalten von Salzen mußte der Magnetstrom innerhalb eines recht engen Bereiches konstant gehalten werden. Zum Ausgleich der Netzschwankungen wurde eine Relaisschaltung entwickelt, die auch in andern Fällen nützlich sein kann und daher im folgenden mitgeteilt werden soll. Die Schaltung ist in der Figur wiedergegeben.

Die Magnetwicklung M liegt über einem Vorwiderstand R_v am 440-Voltnetz. Ihr parallel liegt das Röhrenrelais R_R, das die Aufgabe hat, bei einer Spannungsänderung am Netz ΔV den entsprechenden Strombetrag ΔJ aufzunehmen.

Erfolgt nun die Steuerung von R_2 derart, daß immer $\Delta J \cdot R_v = \Delta V$ ist, so liegt an M immer die gleiche Spannung. Der Erregerstrom ist somit konstant. Die Steuerung von R_2 erfolgt durch das Potentiometer ($P_0 P_1 P_2 P_3$) über die Doppelgitterwiderstandsverstärkerröhre R_1. Die der



Netzschwankung ΔV proportionale Spannungsschwankung zwischen P_1 und P_2 liegt über eine 200-Volt-Anodenbatterie am Steuergitter von R_1. Sie ist am Instrument J direkt ablesbar. Der gesteuerte Anodenstrom erzeugt an W_1 eine entsprechende Spannungsschwankung, die somit zwischen dem Gitter von R_2 und P_2 liegt und R_2 steuert. Die Vorverstärkung durch R_1 sowie der Spannungsabgriff bei P_1 und P_2 sind so zu wählen, daß die notwendige Steuerwirkung $\frac{\Delta J}{\Delta V} = \frac{1}{R_v}$ herauskommt. Zu berücksichtigen ist dabei noch, daß eine gewisse Spannungsschwankung zwischen P_3 und P_2 unverstärkt direkt ans Gitter von R_2 gelangt.

Welche obere Grenze den von der Anordnung kompensierten Spannungsschwankungen gesetzt ist, ist lediglich eine Frage der Leistungsfähigkeit des Relais R_2. Das Relais bestand aus vier parallelgeschalteten RE 604, die zusammen etwa 300 mA gaben. Um bei den hohen Strömen die Anodenbelastungsgrenze von 10 Watt nicht zu überschreiten, hatte man allen vier Röhren gemeinsam einen Widerstand W_2 von etwa 260 Ohm vorgeschaltet. Die durch die Verwendung der Arbeitskennlinie bedingte Verringerung der Steilheit konnte durch die Vorverstärkung leicht ausgeglichen werden. Da die beiden Kennlinien von R_1 und R_2 im entgegengesetzten Sinne arbeiten, konnten sie so überlagert werden, daß ihre Krümmungen sich gegenseitig kompensierten und daß sich eine hinreichend lineare Gesamtcharakteristik $\frac{\Delta J}{\Delta V}$ ergab. Hierdurch war es möglich, nahezu den gesamten Aussteuerbereich von R_2 auszunutzen. Spannungsschwankungen des Netzes bis zu $5^1/_2$ Volt konnten somit automatisch kompensiert werden.

Damit die wechselstromtechnische Welligkeit des Gleichspannungsnetzes und deren Oberwellen nicht an das Gitter der Röhre R_1 gelangen konnten, wurde dem Potentiometer eine große Eisendrossel Dr einverleibt und Gitter-Heizfaden der Röhre R_1 mit einem Kondensator C von 4 μF überbrückt. Der Vorwiderstand R_v hatte eine Größe von etwa 16,5 Ohm und verursachte einen Spannungsabfall von 220 Volt, der mit in Kauf genommen werden mußte; denn je größer R_v ist, um so schwächer kann das Relais R_2 gewählt werden. Die Größe von W_1 betrug etwa 125000 Ohm.

Jena, Physikalisches Institut, Mai 1937.

(Eingegangen 15. Mai 1937.)

BERICHTE.

Anisotrope Flüssigkeiten.

Von W. Kast.

In dieser Darstellung soll gezeigt werden, daß die bei einer großen Anzahl hoher organischer Verbindungen auftretenden trüben Schmelzen, für die O. Lehmann den Namen „Flüssige Kristalle" geprägt hat, in den Rahmen der Flüssigkeiten einzuordnen sind. Wir bevorzugen deshalb die Bezeichnung „Anisotrope Flüssigkeiten" und stellen uns bewußt in Gegensatz zu der von M. und G. Friedel[1]) vertretenen Ansicht, daß es sich dabei um Zwischenphasen zwischen dem kristallin-festen und dem amorph-flüssigen Zustand handelt.

1. Die Struktur der Flüssigkeiten.

Diese Einordnung stützt sich zu einem Teile auf die Erkenntnis, daß die Moleküle aller Flüssigkeiten sich nicht in völliger Unordnung bewegen können, sondern innerhalb kleiner Gruppen eine Art kristalliner Ordnung aufweisen. Wenn wir nun bei den einatomigen Flüssigkeiten aus den Atomwärmen, die meist nahe bei 6 cal liegen, schließen müssen, daß ihre Atome annähernd Sinusschwingungen ausführen, wobei sich im Gegensatz zum festen Zustand nur ihre Gleichgewichtslagen langsam verschieben werden, so ist das allerdings noch allein daraus zu

1) M. und G. Friedel, Ann. de phys. **18**, 274. 1922.

verstehen, daß das Volumen der Atome einen relativ großen Anteil des gesamten Flüssigkeitsvolumens ausmacht. Entsprechend läßt die Abnahme der Atomwärmen mit wachsender Temperatur erkennen, daß diese Schwingungen mit zunehmendem Abstand der Atome immer härter werden, um schließlich in eine Zickzackbewegung ähnlich der der Atome eines Gases überzugehen. Auch gelingt es beispielsweise beim Hg[1]), allein aus der Raumbeanspruchung der Atome eine Verteilungsfunktion zu berechnen, die die beobachtete Röntgenstreuung gut wiedergibt.

Bei den mehratomigen Flüssigkeiten aber muß man annehmen, daß die gegenseitige potentielle Energie der Moleküle, sobald die Symmetrie des molekularen Kraftfeldes von der Kugelsymmetrie abweicht, nicht nur von ihrer Entfernung, sondern auch von ihrer Orientierung zueinander abhängt. Durch die Einwirkungen von einem Molekül auf seine Nachbarn und von diesen wieder auf die nächsten Moleküle entstehen dann ähnlich wie es Ornstein[2]) und Zernike bei der Betrachtung der Dichteschwankungen in der Nähe des kritischen Punktes zeigen konnten, zeitlich orientierte Gebiete von der vielfachen Größe der Wirkungssphäre der molekularen Kräfte. Danach erscheint die von Ornstein[3]) angenommene Bildung von Schwärmen paralleler Moleküle in den anisotropen Flüssigkeiten als ein spezieller Fall der für die Flüssigkeiten überhaupt charakteristischen Gruppenbildung. Es ist nun besonders bemerkenswert, daß Andrade[4]) von der Vorstellung aus, daß die Moleküle einer Flüssigkeit in einer Lage, für die die potentielle Energie besonders klein ist, kurze Zeit zusammenhaften und dabei den Bewegungsimpuls übertragen, die Größe und die Temperaturabhängigkeit der Viskosität von 27 flüssigen Verbindungen in Übereinstimmung mit der Erfahrung berechnen konnte.

Durch die Tendenz zur Orientierung der Moleküle in kleinen Gruppen mit verwaschenen Grenzen erhalten nun die Flüssigkeiten einen quasi-kristallinen Charakter, und es gelingt bereits beim CCl_4[5]) nicht mehr, die Röntgenstreuung mit Hilfe der vom Hg übernommenen Verteilungsfunktion zu berechnen. Wegen des Umstandes, daß der Abstand der Atome verschiedener Moleküle in den Flüssigkeiten von derselben Größenordnung ist wie ihr Abstand in ein und demselben Molekül, kann das CCl_4-Molekül also offenbar nicht mehr als kugelförmig angesehen werden. Gerade diese Tatsache, daß das Röntgenbild der organischen Flüssigkeiten nicht mehr durch eine räumliche Verteilung gedeutet werden kann, wie sie sich allein als Folge des großen Anteiles des Volumens der Moleküle an dem gesamten Flüssigkeitsvolumen ergeben müßte, veranlaßte Stewart[1]), unabhängig von den vorstehenden Betrachtungen, die Auffassung zu vertreten, daß in den Flüssigkeiten kleine Gruppen mit einer Art kristalliner („kybotaktischer") Ordnung der Moleküle existieren. Er zieht aus seinen Aufnahmen den Schluß, daß diese Gruppen etwa 100–1000 Moleküle enthalten und einen so großen Anteil an dem gesamten Volumen der Flüssigkeiten haben, daß z. B. beim Äthyläther bei Zimmertemperatur nur 7–10 Proz. der Moleküle nicht in Gruppen geordnet sind. Im Gegensatz zu Stewart möchten wir aber auf Grund des oben entworfenen Bildes von der Gruppenbildung der Moleküle mit Andrade eine Einwirkung der Temperatur nur auf den Grad der Ordnung in den Molekülgruppen, nicht aber auf ihre Größe und Zahl annehmen. Diese Gruppen bilden dabei nicht etwa Bausteine der Flüssigkeit in dem Sinne, daß sie immer dieselben Moleküle enthielten; ein bestimmtes Molekül geht vielmehr im Laufe der Zeit allmählich von einer Gruppe zu einer anderen mit anderer räumlicher Orientierung über.

Die Anordnung der Moleküle in den Flüssigkeitsgruppen zeigt, wie es zu erwarten ist, in nicht zu weiter Entfernung vom Schmelzpunkt eine Ähnlichkeit mit der Anordnung im Kristall. Ein typisches Beispiel dafür bietet das Wasser, bei dem man nach Bernal und Fowler[2]) zwischen 0° und 4° C durch Annahme einer Tridymitstruktur, wie das Eis sie besitzt, eine gute Übereinstimmung mit der Lage und der relativen Intensität der Streuungsmaxima der Röntgenstrahlen erhält, wenn man diese Verteilung über eine Entfernung von etwa 10 AE rings um ein herausgegriffenes O-Atom erstreckt. Dabei tritt eine Bindung der OH-Gruppen eines Moleküls über das H-Atom an das O-Atom des nächsten Moleküls auf, ähnlich wie sie auch von Zachariasen[3]) beim Methylalkohol angenommen wird. Oberhalb von 4° C verlangt das Röntgenbild dann die Annahme einer Quarzstruktur. Da auch in diesem Falle Bindungen der H_2O-Moleküle über die H-Atome vorhanden

1) H. Menke, Physik. Zeitschr. **33**, 593, 1932.
2) L. S. Ornstein und F. Zernike, Physik. Zeitschr. **19**, 134, 1918.
3) L. S. Ornstein, Zeitschr. f. Krist. **79**, 90, 1931.
4) E. N. da C. Andrade, Phil. Mag. **17**, 497 und 698, 1934.
5) H. Menke, l. c.

1) G. W. Stewart, z. B. Phys. Rev. **37**, 9, 1931.
2) J. D. Bernal und R. H. Fowler, J. chem. phys. **1**, 515, 1933.
3) W. H. Zachariasen, J. chem. phys. **3**, 158, 1935.

sind, möchten wir die Abnahme der spezifischen Wärme des Wassers, die man bisher mit der Abnahme des Energiebetrages in Zusammenhang brachte, der zur Zerstörung der Assoziationen gebraucht wird, auf den Energieunterschied zwischen den Molekülgruppen mit Tridymit- und mit Quarzstruktur zurückführen. Aus der Tatsache, daß diese Umwandlung nicht plötzlich vor sich geht, sondern daß bis etwa 35° C beide Strukturen nebeneinander vorkommen, schließen wir dann, daß diese Energiedifferenz nicht größer sein kann als die statistischen Energieschwankungen in diesem Temperaturbereich. Bei 35° C verschwinden dann nicht nur charakteristische Röntgeninterferenzen und Ramanfrequenzen, sondern gleichzeitig tritt nach Magat[1]) auch im Verlauf vieler physikalischer Konstanten des Wassers eine Änderung auf.

In den Molekülgruppen der anisotropen Flüssigkeiten treten uns nun zwei besonders einfache, niedrig symmetrische Anordnungen der Moleküle entgegen, für die außer den Röntgendiagrammen auch ihre optischen und Viskositätsanisotropien Anhaltspunkte geben. Die typischen Strukturen der beiden Arten, die O. Lehmann bereits als flüssige und fließende Kristalle unterschieden hat, haben als erste M. und G. Friedel[2]) präzisiert. Wir nehmen jedoch im Gegensatz zu ihnen an, daß auch diese Strukturen spontan nur in kleinen Molekülgruppen existieren. In dem Falle, den M. und G. Friedel als nematische Mesophase bezeichnen und in dem wir von einer nematischflüssigen Phase oder einfach von nematischen Flüssigkeiten sprechen werden, liegen die für solche Verbindungen charakteristischen langgestreckten Moleküle einander parallel. Für diese Lage besteht offenbar ein ausgesprochenes Minimum für die gegenseitige potentielle Energie, das jedoch von einer Verschiebung der Moleküle in der Richtung ihrer Längsachse und von ihrer Rotation um diese Achse so wenig beeinflußt wird, daß diese Bewegungen als frei gelten können. Es ist nun wieder ein Hinweis auf die Gleichartigkeit der im festen und flüssigen Zustand zwischen den Molekülen wirkenden Kräfte, daß bei den Verbindungen, die eine solche nematische Phase besitzen, auch im festen Zustand bereits die Schwingungen der Moleküle in ihrer Längsrichtung besonders große Amplituden aufweisen. So findet Bernal[3]) bei der Untersuchung der Kristallstruktur des *p*-Azoxyanisol Kristallflächen, die eine stark verschmierte Reflektion der Röntgenstrahlen aufweisen. Seine Annahme, daß dieses die Flächen sind, auf denen die Moleküle senkrecht stehen, konnte Verf.[1]) durch Messungen der Brechungsexponenten der natürlichen Kristalle bestätigen, die für Licht, das parallel zu der so bestimmten Richtung der Moleküle schwingt, den Wert 2,13 ergaben, während Kahn[2]) an Kristallen, die nach den optischen Achsen geschnitten sind, den größten Brechungsexponenten zu 2,20 fand. Auch in der künstlich homogenisierten nematischen Schmelze hat der Brechungsexponent seinen größten Wert für Licht, das parallel zur Richtung der Moleküle schwingt[3]).

Das Röntgendiagramm der nematischen Flüssigkeiten weist nur einen einzigen Ring auf, dessen Schwerpunkt z. B. beim Azoxyanisol mit dem Durchmesser des stärksten Ringes des Kristallpulverdiagramms übereinstimmt, der nach Würstlin[4]) dem Abstand der Kristallflächen entspricht, in denen die Benzolringe liegen. Dabei kann nach Buchwald[5]) die Schärfe dieses Ringes nur durch die Mitwirkung von zwischenmolekularen Interferenzen zwischen den einzelnen Streuzentren parallelgelagerter Moleküle erklärt werden. Die Tatsache, daß der Intensitätsverlauf in dem Röntgenring der isotropflüssigen Phase nach den monochromatischen Aufnahmen des Verf.s[6]) nicht und nach Stewart[7]) unter Berücksichtigung der möglichen Verbreiterung des Ringes der anisotropflüssigen Phase nur sehr wenig flacher ist, muß dabei als zwingendes Argument für die Gruppenbildung der Moleküle auch in der isotropen Phase bewertet werden.

Bei dem zweiten Typus der anisotropen Flüssigkeiten, den wir unter Übernahme des von Friedel eingeführten Namens als smektischflüssige Phasen oder als smektische Flüssigkeiten bezeichnen, sind die Moleküle in den Gruppen nicht nur parallel gerichtet, sondern darüber

1) M. Magat, J. de phys. (7) **6**, 179, 1935.
2) M. und G. Friedel, l. c.
3) J. D. Bernal, Farad. Trans. **29**, 1032 1933.

1) W. Kast, erscheint in der Zeitschr. f. Phys.
2) J. Zadoc-Kahn, C. R. **187**, 1138, 1927.
3) Gegen die Schreibweise der Azoxy-Gruppe nach Angeli mit einem dreiwertigen und einem fünfwertigen Stickstoffatom ist von chemischer Seite häufig eingewendet worden, daß die Azoxy-Verbindungen nicht entsprechend stark gefärbt wären. In dem hohen Brechungsexponenten und der entsprechenden starken Absorption schon von etwa 5000 AE an kommt aber die starke Wirkung dieser Gruppe deutlich zum Ausdruck, wenn sie sich auch streng auf Licht beschränkt, das parallel zur Richtung der Molekülachse schwingt. Den dafür verantwortlichen Elektronen verdanken die Moleküle auch den stärkeren Diamagnetismus in der Querrichtung.
4) F. Würstlin, Zeitschr. f. Krist. (A) **88**, 185, 1934.
5) E. Buchwald, Ann. d. Phys. (5) **10**, 558, 1931.
6) W. Kast, Ann. d. Phys. (5) **19**, 571, 1934.
7) G. W. Stewart, J. chem. phys. **4**, 231, 1936.

hinaus mit ihren Enden noch in Ebenen gelegen. Hier hängt ihre gegenseitige Energie außer von ihrer Richtung auch von der Lage ihrer Schwerpunkte zueinander ab, während die Rotation um die Längsachse wie bei den nematischen Flüssigkeiten frei ist. Man erkennt das daran, daß außer dem verwaschenen Ring, der ebenso wie dort durch den mittleren Querabstand der Moleküle gegeben ist, noch mehrere scharfe Ringe bei kleinen Streuwinkeln auftreten[1]), die verschiedenen Ordnungen der durch die Länge der Moleküle gegebenen Interferenz entsprechen. Außerdem kann man hier durch eine künstlich erzwungene Parallelorientierung der Molekülgruppen sog. „Stufentropfen" herstellen, in denen die einzelnen Molekülschichten leicht übereinander hinweggleiten. In den Röntgenbildern der Abkömmlinge der Zimtsäure, die sich durch einen besonders großen Existenzbereich der smektischflüssigen Phase auszeichnen, hat Herrmann[2]) auch den Fall beobachten können, daß der verwaschene Ring sich in mehrere scharfe Ringe auflöst, und daraus auf eine Kreuzgitteranordnung der Moleküle in den smektischen Ebenen geschlossen. Bei dieser Ordnung handelt es sich jedoch offenbar nur um einen Raumeffekt, da die Ringe sich mit steigernder Temperatur verbreitern und allmählich in einen verwaschenen Ring zusammenfließen.

2. Die Texturen der anisotropen Flüssigkeiten.

Entscheidend für die Einordnung der „Flüssigen Kristalle" in den flüssigen Aggregatzustand sind nun die Beobachtungen, die erkennen lassen, daß ihre Anisotropie sich primär nur in der besonderen einachsigen Struktur der Molekülgruppen äußert, und daß diese sich, solange jede äußere Einwirkung vermieden wird, wie die Molekülgruppen der isotropen Flüssigkeiten in völlig regelloser Verteilung befinden. Die von einigen Autoren vertretene gegenteilige Ansicht stützt sich auf Beobachtungen an dünnen Schichten und läßt dabei die starken Einwirkungen der begrenzenden Flächen außer Betracht.

Wir weisen dazu zunächst auf die meist ringsherum gleichmäßige Schwärzung der Ringe der Röntgendiagramme sowohl der smektischen wie der nematischen Flüssigkeiten hin; denn daraus geht unmittelbar hervor, daß selbst innerhalb der kleinen Querschnittfläche des Röntgenstrahlbündels alle möglichen Orientierungen der Achsen der Molekülgruppen vorkommen. Andererseits lassen die Röntgenbilder aber auch den charakteristischen Unterschied zwischen den isotropen und den anisotropen Flüssigkeiten erkennen, der darin liegt, daß die anisotropen Molekülgruppen leicht durch äußere Kraftfelder geordnet werden können. Man erhält so, wie Verf.[1]) zeigen konnte, bei den nematischen Flüssigkeiten unter dem Einfluß eines magnetischen Feldes, dessen orientierende Wirkung schon O. Lehmann erkannte, ein Röntgenbild, das durch die Aufspaltung der Ringe in zwei Sicheln eine Fasertextur anzeigt, deren Achse mit der Richtung des magnetischen Feldes übereinstimmt. Eine ähnliche Textur erhält man auch in einem elektrischen Felde; doch liegt hier, wenigstens wenn man die Vorsicht anwendet, eine hochfrequente Wechselspannung zu benutzen, die Faserachse senkrecht zu den Feldlinien. Zugleich zeigt sich bei diesen Aufnahmen eine weitere orientierende Wirkung, in dem der Röntgenring auch ohne Feld schon eine ungleichmäßige Schwärzung aufweist, die eine bevorzugte Lage der Molekülgruppen senkrecht zu den Elektroden, jedenfalls als Folge des durch die Wärmeableitung an ihnen hervorgerufenen Temperaturgefälles, erkennen läßt. Die smektischen Flüssigkeiten entziehen sich im allgemeinen dem Einfluß magnetischer und elektrischer Felder infolge ihrer größeren Viskosität. Man kann aber nach Herrmann und Krummacher[2]) auch bei ihnen eine Homogenisierung erreichen, wenn man das Feld während ihrer Entstehung aus den nematischen Schmelzen wirken läßt.

Ein weiterer Beweis für die spontan ungeordnete Textur der anisotropen Flüssigkeiten liegt in ihrem trüben Aussehen, das in dickeren Schichten stets beobachtet wird. Das zeigen insbesondere die Untersuchungen von Riwlin[3]), nach denen die Lichtzerstreuung quantitativ den Gesetzen folgt, die Ornstein und Zernike[4]) für ein Präparat berechnet haben, das aus doppelbrechenden Teilgebieten besteht, deren Hauptachsen nach dem Zufall verteilt sind. Bei diesen Versuchen wurde die Absorption des Lichts als molekulare Eigenschaft in der nematischen Flüssigkeit gleich der in der isotropen gesetzt, und eine wesentliche Stütze für die Berechtigung dieses Verfahrens sehen wir darin,

1) M. de Broglie und E. Friedel, C. R. **176**, 57, 1923 sowie E. Friedel, C. R. **180**, 269, 1927.
2) K. Herrmann und A. Krummacher, Zeitschr. f. Krist. **81**, 317, 1932 und K. Herrmann, Zeitschr. f. Krist. (A) **92**, 49, 1935.

1) W. Kast, Ann. d. Phys. (4) **83**, 418, 1927; Zeitschr. f. Phys. **71**, 39, 1931.
2) K. Herrmann und A. H. Krummacher, Zeitschr. f. Krist. **79**, 134, 1931.
3) R. Riwlin, Diss., Utrecht 1924; s. a. L. S. Ornstein, l. c.
4) L. S. Ornstein und F. Zernike, Proc. Acad. Amst. **21**, 115, 1917.

daß es gelingt, aus dem vom Verf.[1]) gemessenen Brechungsexponenten der isotropen Schmelze beim *p*-Azoxyanisol über die Molrefraktion einen mittleren Brechungsexponenten für die Kristalle zu berechnen, der mit dem Mittelwert der drei von Kahn gemessenen Brechungsexponenten genau übereinstimmt.

Die Einwirkung eines magnetischen Feldes auf die Lichtzerstreuung, die schon von Bose[2]) beobachtet und von Moll und Ornstein[3]) sowie insbesondere von de Braaf[4]) quantitativ verfolgt wurde, läßt nun deutlich erkennen, daß die Orientierung sich nicht auf das ganze Flüssigkeitsvolumen, sondern nur auf die einzelnen Molekülgruppen erstreckt. Denn der untere Grenzwert, dem die Lichtzerstreuung mit wachsender Feldstärke zustrebt, liegt noch erheblich über dem Wert für eine gleichdicke Schicht der isotropen Schmelze. Wir schließen daraus mit de Braaf, daß auch in der völlig orientierten nematischen Schmelze noch Gebiete existieren, in denen der Brechungsexponent einen Durchschnittswert hat. Diese Annahme wird dadurch bestätigt, daß die restliche Lichtzerstreuung am größten ist, wenn das einfallende Licht parallel zur Achse der Molekülgruppen schwingt, wenn also der Unterschied zwischen dem Brechungsexponenten der Molekülgruppen und dem der Zwischengebiete am größten ist. Auch die Tatsache, daß die Doppelbrechung eines nematisch-flüssigen Präparates, in dem die Molekülachsen durch ein Magnetfeld sämtlich parallel gestellt sind zu einer Richtung, die auf der Richtung des einfallenden Lichtes senkrecht steht, nach Riwlin[5]) und v. Wijk[6]) erheblich unter dem Wert liegt, den man unter Berücksichtigung der kleineren Dichte aus dem kristallinen Zustand berechnet, möchten wir in diesem Sinne deuten.

In Übereinstimmung damit, daß die Abmessungen der Molekülgruppen nach diesen Betrachtungen groß sein müssen gegen die Wellenlänge des Lichtes, berechnet de Braaf[7]) aus dem Einfluß der Temperatur auf die Lichtzerstreuung für ihre linearen Dimensionen einen Wert von etwa 9μ. Er benutzt dabei die Tatsache, daß beim *p*-Azoxyanisol die Temperaturabhängigkeit der Lichtzerstreuung in einem Magnetfeld von 600 Gauß ihren größten Wert aufweist, und setzt bei dieser Feldstärke die mittleren Momente, die von dem Magnetfeld und von der Wärmebewegung auf die Molekülgruppen ausgeübt werden, einander gleich. Die besondere Größe der Molekülgruppen der anisotropen Flüssigkeiten ergibt sich ebenso aus ihrer leichten Orientierbarkeit durch magnetische und elektrische Felder. So berechnet sich aus den Untersuchungen des Verf.[1]), in denen die orientierende Wirkung des magnetischen Feldes durch die Messungen der Dielektrizitätskonstanten quantitativ verfolgt wurde, dieselbe Größenordnung ($1\,\mu$) für die Molekülgruppen.

Diese Zahlen lassen nun erkennen, daß es sich in den Fällen, in denen O. Lehmann u. a. ein ganz anderes optisches Verhalten der anisotropen Flüssigkeiten beobachtet haben, und die durch die Bezeichnung „Flüssige Kristalle" in den Vordergrund gestellt werden, um Schichtdicken handelt, die nur von der Größenordnung des Durchmessers der Molekülgruppen sind. Dahin gehören vor allem Beobachtungen unter dem Polarisationsmikroskop, die einheitlich orientierte Gebiete zeigen, in denen die Molekülachsen meistens parallel zu den begrenzenden Flächen liegen. Die Begrenzungen und die Azimute der Achsenrichtungen dieser Gebiete stimmen dabei mit denen der grobkristallinen festen Phase überein. Diese Erscheinung läßt sich nun ohne weiteres auf eine Wechselwirkung zwischen den begrenzenden Glasplatten und den äußersten Molekülen zurückführen, durch die diese an den Platten festgehalten werden. Weil nämlich die Schichtdicke nur von der Größenordnung der Entfernung ist, auf die die Lage eines Moleküls durch direkte und indirekte Einwirkung auch die Lage der anderen bestimmt, werden vom Rande aus sämtliche Moleküle in ihrer Richtung festgehalten. Man erhält dabei durch eine Verschiebung des Deckglases doppelte Konturen der homogenen Teilgebiete, verbunden mit inneren Spannungen, die sich besonders beim Verdrehen des Deckglases, wodurch die Richtung der Molekülachsen wie bei einer Torsion schraubenförmig verdreht wird, optisch äußern. Die Bestimmung

1) W. Kast, erscheint in der Zeitschr. f. Phys.
2) E. Bose, Physik. Zeitschr. **10**, 230, 1909.
3) W. T. H. Moll und L. S. Ornstein, Proc. Acad. Amst. **19**, 1917.
4) W. de Braaf, Diss., Utrecht 1936; W. de Braaf und L. S. Ornstein, Koll. Beih. **44**, 427, 1936.
5) R. Riwlin, l. c.
6) A. van Wijk, Ann. d. Phys. (5) **3**, 879, 1929.
7) W. de Braaf, l. c.

1) W. Kast, Ann. d. Phys. (4) **73**, 145, 1924; **83**, 391, 1927 sowie V. Fréedericksz und A. Repiewa, Zeitschr. f. Phys. **42**, 532, 1927. — Die den Rechnungen von Fréedericksz zugrunde liegenden ersten dielektrischen Messungen des Verf. verlangen für die Größe $\sqrt{b} = \sqrt{\frac{(\mu_1 - \mu_2)v}{kT}} \cdot H$ den Wert $0{,}6 \cdot 10^{-3}\,H$. Doch lag hier durch die Bedingungen der Anordnung eine Randwirkung vor (s. u.), nach deren Vermeidung schon etwa 20mal kleinere Magnetfelder genügten, um dieselbe Orientierung zu erzeugen. Die Konstante in $\sqrt{b}$ ist entsprechend mit 20 zu multiplizieren, und mit $(\mu_1 - \mu_2) = 1{,}7 \cdot 10^{-6}$ ergibt sich dann $v = 5 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{cm}^3$ oder $r = 1 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{cm}$.

des Torsionsmoduls würde dabei über die Kräfte Aufschluß geben, die die parallele Lagerung benachbarter Moleküle bedingen. Entsprechend der Rolle, die die Glasplatten dabei spielen, ist die Nachwirkung der Textur des kristallinen Zustandes geringer, wenn die Gläser vorher mit verdünnter Schwefelsäure gereinigt sind, und verschwindet ganz, wenn die Temperatur vorübergehend so stark erhöht wurde, daß die isotropflüssige Phase entstanden ist. In diesem Falle kann man dann wie Mauguin[1]) gezeigt hat, durch geringe mechanische Nachhilfen die kapillaren Kräfte so weit unterstützen, daß eine einheitliche Aufrichtung der Molekülachsen entsteht, nach der das Präparat zwischen gekreuzten Nicols dunkel erscheint und nur einzelne blitzartige lokale Aufhellungen gelegentliche Schwankungen der Molekülachsen infolge der Wärmebewegung verraten. Diesem Falle entsprechen bei den smektischen Flüssigkeiten die oben schon erwähnten Stufentropfen. Dagegen werden die komplizierten Anordnungen der Molekülgruppen zueinander, die bei den smektischen Flüssigkeiten als „konische Störungen" und bei den nematischen als „Konvergenzlinien" bzw. „Konvergenzpunkte" vielfach beschrieben sind, nach Schenck[2]) durch die Einwirkung von Staubteilchen oder anderen Einschlüssen erklärt, die dadurch, daß die Moleküle sich zu ihren Oberflächen orientieren, zu den Ausgangspunkten dieser Texturen werden.

Auch in dickeren Schichten erkennt man die von den Wänden ausgehenden orientierenden Einflüsse an dem besonderen Verhalten einer beiderseitigen Randschicht, deren Dicke von der Größenordnung des Durchmessers der Molekülgruppen ist. So findet Riwlin[3]), daß das nematischflüssige Präparat, wenn es zuvor in den isotropflüssigen Zustand übergeführt wurde, eine um so viel größere Lichtzerstreuung zeigt, als ob es um 40 μ dicker geworden wäre. Das direkt aus dem festen Zustand aufgeschmolzene Präparat enthält also zu beiden Seiten eine geordnete und daher das Licht nicht zerstreuende Schicht von 20 μ Dicke. Auch bei den Beobachtungen in einem aufrichtenden Magnetfeld zeigt sich eine Randschicht, die dem Felde nur in viel geringerem Maße folgt als die Mitte des Präparats. So kann v. Wijk[4]) das periodische Auftreten und Verschwinden der Achsenfigur mit stärker werdendem Magnetfeld und seine Abhängigkeit von der Wellenlänge des Lichtes quantitativ erklären, wenn er das Präparat auffaßt als eine senkrecht zur optischen Achse geschnittene Kristallplatte, die zu beiden Seiten von einer dünnen Platte begrenzt wird, deren optische Achse sich mit wachsender Feldstärke langsam aufrichtet, und errechnet so für die Dicke dieser Randplatten als untere Grenze den Wert 2 μ. Dieselbe Größe finden auch Fréedericksz und Mitarb.[1]) in einer Anordnung, bei der die Flüssigkeitsschicht durch eine Planplatte und eine konvexe Linse begrenzt ist, für die Grenzdicke, bis zu der die nematische Schmelze der aufrichtenden Wirkung eines Magnetfeldes folgt. Aus der Änderung der Grenzdicke mit der Feldstärke berechnen sie die elastische Konstante, die einer Deformation entspricht, bei der die Moleküle einer Gruppe am Rande horizontal liegen und mit wachsender Entfernung sich allmählich aufrichten, und die für die nähere Diskussion der Kräfte in den Molekülgruppen von Bedeutung sein wird. Dieses elastische Verhalten der Randschicht tritt auch nach dem Abschalten des Magnetfeldes in Erscheinung[2]), in dem die zu den Glasplatten parallele Orientierung bei Schichten von $^1/_{10}$ mm noch zum größten Teil innerhalb von Bruchteilen einer Sekunde verschwindet. Dagegen werden diese Zeiten mit wachsender Schichtdicke immer länger, und zählen bei 1 mm bereits nach Minuten. Hier handelt es sich dann offenbar allein um die Wirkung der Wärmebewegung.

3. Der Übergang der anisotropflüssigen Phase in die isotrope.

Nach der Feststellung, daß die anisotropen wie die isotropen Flüssigkeiten in gleicher Weise aus Molekülgruppen mit einer bestimmten inneren Regelmäßigkeit aufgebaut sind, erscheint der Unterschied zwischen beiden nur durch die verschiedene Struktur dieser Gruppen begründet. Wir müssen daher die Umwandlungstemperatur als die Temperatur auffassen, bei der die niedrigsymmetrische (einachsige) Struktur der Molekülgruppen in eine Anordnung mit höherer innerer Energie übergeht, in der die molekularen Anisotropien nicht mehr zur Geltung kommen. Erst durch die Annahme dieses Strukturunterschiedes kann, wie Verf.[3]) schon früher betont hat, der Charakter des Umwandlungspunktes als Phasensprung im thermodynamischen Sinne verständlich gemacht werden. So konnte Voigt[4])

1) C. H. Mauguin, C. R. **152**, 1688, 1911.
2) R. Schenck, Zeitschr. f. Krist. **79**, 269, 1931.
3) R. Riwlin, l. c.
4) A. v. Wijk, l. c.

1) V. Fréedericksz und A. Repiewa, l. c.; V. Fréedericksz und V. Zwetkoff, Acta Phys. chim. U. R. S. S. **3**, 879 und 895, 1935.
2) W. Kast und L. S. Ornstein, Zeitschr. f. Phys. **87**, 763, 1934.
3) W. Kast, Ann. d. Phys. (5) **19**, 571, 1934.
4) W. Voigt, Physik. Zeitschr. **17**, 129, 1916.

gegen die Hypothese von Bose[1]), der in den anisotropen Flüssigkeiten bereits Gruppen von parallelgelagerten Molekülen (Molekülschwärme) annimmt, die aber beim Übergang zur klaren Flüssigkeit sich auflösen sollen, mit Recht den Einwand erheben, daß steigender Temperatur eine Verminderung und Verkleinerung der Schwärme entsprechen und daher die Klärung bei der Temperatur erfolgen müßte, bei der die überwiegende Zahl der Schwärme klein gegenüber der mittleren Wellenlänge des Lichtes geworden ist. Und ebensowenig konnte die Auffassung[2]) zutreffen, nach der sich die Molekülgruppen der isotropen Flüssigkeit bei der Abkühlung in die anisotrope Phase zu sog. „Makro"-Gruppen zusammenlagern. Denn allein eine Änderung der Struktur, nicht aber der Textur, kann mit einer Änderung der inneren Energie verbunden sein. In Übereinstimmung damit haben die neuesten vergleichenden Röntgenaufnahmen Stewarts[3]) erkennen lassen, daß zwischen den Molekülgruppen nicht nur ein Größenunterschied, sondern auch ein bestimmter Strukturunterschied besteht. Wir fassen daher die starke Vergrößerung der Molekülgruppen, durch die das besondere Verhalten der anisotropen Flüssigkeiten wesentlich hervorgerufen wird, als eine Erscheinung auf, die erst sekundär durch die Strukturänderung bedingt ist, indem die Ordnung der Moleküle sich über um so größere Gebiete erstrecken muß, je tiefer das Minimum der potentiellen Energie für diese Ordnung ist. Rechnen wir in der isotropen Phase wie in den gewöhnlichen Flüssigkeiten mit Molekülgruppen, die 100–1000 Moleküle umfassen, so kommen wir selbst für so lange Moleküle wie die des *p*-Azoxyanisol zu linearen Dimensionen von 0,005 μ, die optisch nicht mehr in Erscheinung treten.

Daß nun die innere Energie der anisotropen Molekülgruppen tatsächlich erheblich niedriger ist als die der isotropen, ergibt sich aus der Existenz einer endlichen Umwandlungswärme, die aus dem Einfluß[4]) fremder Zusätze und des Druckes auf die Umwandlungstemperatur mit Sicherheit hervorgeht. Wenn danach der Wert der Umwandlungswärme sich zu der Größenordnung von 1 cal/g errechnet, so bedeutet das bei dem großen Molekulargewicht, das für diese Verbindungen charakteristisch ist, einige 100 cal/Mol, woraus die Schärfe der Umwandlung verständlich wird. In letzter Zeit konnte Verf. gemeinsam mit K. Kreutzer[5]) mit Hilfe einer Differentialanordnung die Existenz dieser Wärmemengen durch den Nachweis von Haltepunkten in den Erwärmungs- bzw. Abkühlungskurven sicherstellen und ihre Größe durch Multiplikation der Umwandlungsdauer mit der pro Zeiteinheit zugeführten Wärmemenge berechnen. Es ergeben sich so etwa zwei- bis dreimal größere Werte als durch die früheren indirekten Bestimmungen, und zwar für *p*-Azoxyanisol 1,79 cal/g oder 460 cal/Mol, für *p*-Azoxyphenetol 3,16 bzw. 900 cal und für *p*-Azoxyanisolphenetol 3,34 bzw. 910 cal. Aus dem großen Einfluß der Endgruppen (OCH_3 bzw. OC_2H_5) der im übrigen gleichgebauten Moleküle auf die Umwandlungswärme müssen wir nun schließen, daß gerade diesen Endgruppen eine besondere Bedeutung für das Auftreten und den Existenzbereich der anisotropflüssigen Phasen zukommt.

Nach dem Strukturbild ihrer Molekülgruppen kann eine anisotropflüssige Phase nur dann und nur solange auftreten, als sich aus der Wechselwirkung der Moleküle ein ausgesprochenes Minimum ihrer gegenseitigen potentiellen Energie ergibt. Nun hat schon O. Lehmann an die Länge der Moleküle als den maßgebenden Faktor gedacht, und Vorländer[1]) ist es unter diesem Gesichtspunkt gelungen, eine große Anzahl organischer Verbindungen mit anisotropflüssigen Phasen herzustellen. Daß die Verhältnisse jedoch nicht so einfach liegen, geht schon aus der Feststellung hervor, daß das *p*-Azoanisol im Gegensatz zum *p*-Azoxyanisol keine anisotropflüssige Phase aufweist. Danach scheint dem Dipolmoment der Azoxygruppe eine besondere Bedeutung für das Auftreten der anisotropflüssigen Phase zuzukommen. So hat Born[2]) an eine Selbstausrichtung der molekularen Dipole, also eine Gruppenbildung ähnlich der in den ferromagnetischen Stoffen gedacht, doch spricht das thermodynamische Verhalten des Umwandlungspunktes gegen seine Auffassung als Curiepunkt, und zudem hat das Gesamtmoment des *p*-Azoxyanisol, das von Errera[3]) zu $2{,}3 \cdot 10^{-18}$ bestimmt wurde, eine überwiegende Komponente in der Richtung quer zum Molekül. Das geht daraus hervor[4]), daß die Dielektrizitätskonstante einer anisotropflüssigen Schicht von *p*-Azoxyanisol, wenn man ihre Molekülgruppen durch ein magnetisches Feld parallel zu den Kondensatorplatten ausrichtet, einen größeren Wert hat als bei allen anderen Orientierungen. Dabei erfahren die

1) E. Bose, l. c.
2) G. W. Stewart, Phys. Rev. **38**, 931, 1931 und Farad. Trans. **29**, 982, 1933.
3) G. W. Stewart, J. chem. phys. **4**, 231, 1936.
4) R. Schenck, Krist. Flüssigkeiten, Leipzig 1905.
5) K. Kreutzer und W. Kast, Naturwiss. **25**, 233, 1937.

1) D. Vorländer, Chem. Kristallographie der Flüssigkeiten. Leipzig 1924.
2) M. Born, Ber. Berl. Akad. **1916**, 614.
3) J. Errera, Physik. Zeitschr. **29**, 426, 1928.
4) W. Kast, Ann. d. Phys. (4) **83**, 391, 1927, sowie M. Jezewski, Zeitschr. f. Phys. **52**, 258, 1929.

einzelnen Moleküle in dem elektrischen Wechselfelde offenbar geringe Verdrehungen um ihre Achsen und geben so eine zusätzliche Orientierungspolarisation, ohne daß die ganzen Molekülgruppen sich zu drehen brauchen. Entsprechend stellen sich diese Gruppen, wie Fréedericksz und Zwetkoff[1]) auch für niedrige Frequenzen zeigen konnten, in einem elektrischen Wechselfelde quer zu den Kraftlinien, wobei das Drehmoment wie bei einer apolaren Einstellung mit dem Quadrate der Feldstärke wächst.

Auf Grund der Tatsache, daß beim *p*-Azoxyanisol außer in der Azoxygruppe auch in den am *O*-Atom gewinkelten $>C-O-CH_3$-Bindungen der Endgruppen noch zwei lokale Dipolmomente vorliegen, die beim *p*-Azoanisol gleichfalls vorhanden sind, hat Verf.[2]) die Auffassung vertreten, daß erst die Wechselwirkung ihrer drei Dipolmomente den langen Molekülen des *p*-Azoxyanisol die Stabilität verleiht, die zur Bildung einachsiger Molekülgruppen notwendig ist. Die Forderung, daß dann ebenso wie beim Fehlen der mittleren Dipolgruppe auch in Abwesenheit der beiden Dipolmomente der Endgruppen die Voraussetzungen für das Auftreten der nematischflüssigen Phase entfallen müssen, konnte am *pp'*-Diäthylazoxybenzol geprüft und bestätigt werden.

Zur Auskunft über die möglichen Bewegungen der Atomgruppen innerhalb eines Moleküls kann man nun auch die spezifischen Wärmen heranziehen, nachdem durch die schon erwähnten[3]) kalorimetrischen Messungen auch die bisher bestehende Unsicherheit bezüglich der Änderung der spezifischen Wärmen beim Übergang von der nematischflüssigen Phase in die isotrope beseitigt und in allen Fällen eine Verkleinerung nachgewiesen worden ist. Die Differenzen betragen bei *p*-Azoxyanisol 0,036 cal/g, bei Phenetol etwa 0,08 und bei Anisolphenetol ungefähr 0,10. Für die Diskussion dieses Befundes müssen wir auf die spezifischen Wärmen bei konstanten Volumen zurückgehen. Diese Umrechnung, zu der die Kenntnis der Ausdehnungskoeffizienten und der Kompressibilitäten beider Phasen notwendig ist, ist bisher nur für Anisol durchgeführt worden und ergibt dort eine Differenz von 0,015 cal/goder 3,9 cal/Mol. Beim Phenetol und beim Anisolphenetol sind diese Werte jedenfalls erheblich höher. Diese Verkleinerung der spezifischen Wärme kann nun nicht so gedeutet werden, daß bei dem Übergang in die isotrope Flüssigkeit auch die Translationen der Moleküle quer zu ihrer Längsrichtung und die Rotationen um Achsen, die senkrecht auf der Längsrichtung stehen, in Freiheit gesetzt würden. Denn dazu ist die Abnahme der Dichte, die diesen Übergang begleitet, viel zu gering. Auch übertreffen die Differenzen mit Ausnahme von *p*-Azoxyanisol den dafür zu erwartenden Betrag von 4 cal/Mol erheblich. Man muß vielmehr an das Auftreten von freien Bewegungen von Teilen eines Moleküls gegeneinander denken, und wir machen uns dazu die Vorstellung, daß die Endgruppen der Moleküle (z. B. die $>C-O-CH_3$-Gruppen des *p*-Azoxyanisols) wohl in der isotropen Schmelze, nicht aber in der anisotropen frei drehbar sind. Es liegt dann nahe, diese Behinderung der freien Drehbarkeit der Endgruppen mit der Wechselwirkung ihrer Dipole mit dem Dipolmoment der Azoxygruppe in Verbindung zu bringen, indem durch die Richtung des letzteren eine Gleichgewichtslage für die Dipole der Endgruppen gegeben wird, um die sie Rotationsschwingungen ausführen.

Dadurch wird nicht nur der große Einfluß dieser Gruppen auf die Umwandlungswärme, sondern auch die regelmäßig auftretende Zunahme des Existenzbereichs der nematischflüssigen Phase mit der Vergrößerung der Endgruppen verständlich. Die Umwandlung der nematischen Phase in die isotrope muß danach nämlich bei der Temperatur erwartet werden, bei der die Amplitude der Rotationsschwingungen der Endgruppen einen solchen Betrag erreicht, daß die Wechselwirkung ihrer Dipole mit dem mittleren Dipolmoment der Moleküle für überwunden gelten kann, und das wird unter sonst gleichen Umständen erst bei einer um so höheren Temperatur der Fall sein, je schwerer die Endgruppen sind. So erstreckt sich der Existenzbereich der nematischflüssigen Phase beim *p*-Azoxyphenetol von 137,5–168° C, also über einen Bereich von rund 30°, während er bei *p*-Azoxyanisol von 116–135,5° C, also nur über etwa 20° reicht. Wie stark sich auch schon die Vergrößerung einer Endgruppe auswirkt, erkennt man an dem Beispiel des *p*-Azoxyanisolphenetol. Hier liegt die obere Grenze mit 154,5° C sogar etwas oberhalb der Mitte zwischen den Umwandlungstemperaturen des Anisol und des Phenetol, doch wird der Existenzbereich außerdem durch die Erniedrigung des Schmelzpunktes auf 96° C so stark vergrößert, daß er mit 58° fast doppelt so groß ist als beim Phenetol. Dasselbe Verhalten konnte Kreutzer[1]) auch bei Mischungen von *p*-Azoxyanisol und *p*-Azoxyphenetol feststellen. Besonders deutlich erkennt man die Zunahme des Existenzbereichs der nematischflüssigen Phase in den Reihen, die noch bis zu höheren Endgruppen

1) V. Fréedericksz und V. Zwetkoff, l. c.
2) W. Kast, Physik. Zeitschr. **36**, 869, 1935.
3) K. Kreutzer und W. Kast, l. c.

1) K. Kreutzer (erscheint in den Ann. d. Phys.).

bekannt sind. Als Beispiel dafür nennen wir aus dem großen Material, das Vorländer zusammengetragen hat, die Reihe der normalen Ester der *p*-Azoxyzimtsäuren. Eine andere lange und bis zum 10. Gliede fast lückenlos durchgemessene Reihe stellen die Abkömmlinge der Oxybenzoesäure nach Jones[1]) dar.

Zusammenfassend machen wir uns nun folgende Arbeitshypothese für das Auftreten der verschiedenen flüssigen Phasen. Die Verbindungen, die anisotropflüssige Phasen besitzen, erscheinen durch langgestreckte Moleküle charakterisiert, die durch innere Wechselwirkungen ihrer Atome oder Atomgruppen ziemlich starr sind und nach außen so geringe Kräfte äußern, daß ihre gegenseitige potentielle Energie weniger von der Verschiebung in ihrer Längsrichtung und von ihrer Verdrehung um diese Richtung als vielmehr von dem Winkel zwischen ihnen abhängt. Ist im Kristall die Translationsschwingung der Moleküle besonders bevorzugt, so erfolgt dann, wenn diese Translationsschwingung eine bestimmte Amplitude erreicht hat, die Umwandlung in eine Flüssigkeit, in der die Energie der Wärmebewegung bei weitem nicht ausreicht, um das Minimum der gegenseitigen potentiellen Energie der Moleküle für parallele Lage zu überwinden. So entsteht eine nematische Flüssigkeit, in der die Moleküle in Gruppen, deren lineare Dimensionen gegen die Lichtwellenlängen groß sind und die beim Fehlen äußerer Kräfte nach den Zufall orientiert sind, die parallele Lage noch beibehalten, während ihre Translation in der Längsrichtung und ihre Rotation um diese völlig frei ist. Mit steigender Temperatur bilden sich dann in den Molekülen wachsende Schwingungen der in Wechselwirkung stehenden Teile gegeneinander aus. Bei einer bestimmten Amplitude dieser inneren Schwingungen verlieren die Moleküle daher ihre starre Form und bilden kleinere Molekülgruppen mit einer höher symmetrischen Struktur, so daß eine isotrope Flüssigkeit entsteht. Bei den Verbindungen, die eine smektischflüssige Phase besitzen, wird man annehmen müssen, daß im festen Zustand die Rotationsschwingungen der ganzen Moleküle um ihre Achsen bevorzugt sind, so daß das Kristallgitter zusammenbricht, wenn auch die Energie noch nicht zu einer wesentlichen Verschiebung der Moleküle in ihrer Längsrichtung und viel weniger zur Neigung ihrer Achsen gegeneinander ausreicht. So entstehen Molekülgruppen, in denen die Moleküle sich frei drehen können, während ihre Schwerpunkte noch in gleicher Höhe angeordnet sind. Die wachsende Ausbildung der Längsschwingungen der Moleküle muß dann zum Übergang in eine nematische oder direkt in eine isotropflüssige Phase führen.

Halle a. d. S., Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 27. März 1937.)

1) B. Jones, J. chem. Soc. **1935**, 1874.

ZUSCHRIFTEN.

Dipolverluste und Molekülstruktur.

Von E. Keutner und G. Potapenko.

Soeben kommt die Mitteilung von L. D'Or und J. Henrion[1]) zu unserer Kenntnis. Wir haben Dispersionsmessungen und Absorptionsmessungen an reinen Alkoholen — Methyl- bis Butylalkohol — im Gebiet von 130–18 cm Wellenlänge ausgeführt. Da wir in ähnlicher Richtung liegende Annahmen zur Erklärung unserer Versuche machen mußten, möchten wir unsere wesentlichen Resultate kurz mitteilen.

	Aus Dispersion y	$y \cdot \frac{1}{\alpha}$	α experimentell	α' aus Molekularpolarisation	$a \cdot 10^8$cm aus $y \cdot \frac{1}{\alpha}$	$a \cdot 10^8$cm aus $y \cdot \frac{1}{\alpha'}$
Methylalkohol	18,5	28	0,66	0,55	2,06	2,18
Äthylalkohol	38,5	49,5	0,78	0,70	2,15	2,22
n-Propylalkohol	76	87	0,87	0,86	2,25	2,26
n-Butylalkohol	94	98	0,96	0,96	2,24	2,24

Die Relaxationszeiten aus der Absorption ergaben sich kleiner als die aus der Dispersion. Die so gewonnenen Faktoren α erwiesen sich im wesentlichen als gleich mit den von Malsch[2]) aus

1) L. D'Or und J. Henrion, Physik. Zeitschr. **38**, 426, 1937.

2) J. Malsch, Physik. Zeitschr. **33**, 381, 1932.

den Molekularpolarisationen berechneten Assoziationsfaktoren α' [1]) in Übereinstimmung mit den Ausführungen von Debye und Ramm [2]). Die aus den (mittels α korrigierten) y-Werten [3]) gewonnenen Molekülradien der Alkohole erwiesen sich als einander nahezu gleich und etwa in Übereinstimmung mit den aus stereochemischen Daten berechneten Dimensionen der *OH*-Gruppe bzw. des Radius des als Zylinder aufgefaßten Moleküls. Unsere Versuche zwingen uns zu der Annahme, daß offenbar die Rotation der *OH*-Gruppe — in erster Näherung unabhängig von dem Rest des Moleküls — ausschließlich zur Erklärung der Verluste bzw. der Dispersion in dem ganzen bisher untersuchten Bereich verantwortlich gemacht werden muß. Vorstehende Tabelle bringt unsere Zahlenwerte ($t = 20°$).

Die Arbeit wird in Kürze ausführlich veröffentlicht werden.

1) α, α': unsere Bezeichnungen.

2) P. Debye und W. Ramm, Ann. d. Phys. **28**, 28, 1937.

3) y ist die von Malsch eingeführte Konstante $y = \frac{8\pi \cdot c \cdot \eta \cdot a^3}{k \cdot T} \cdot \frac{\varepsilon + 2}{n^2 + 2}$.

Norman Bridge Laboratory of Physics, California Institute of Technology, Pasadena, Cal. 29. Juni 1937.

(Eingegangen 13. Juli 1937.)

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

W. Schwerdtfeger, Elektrotechnische Meßtechnik. I. Gleichstrommeßtechnik. (Lehrbücher der Feinmechnik. Bd. 2.). 200 S. Mit 126 Abb. und 47 Tabellen. Leipzig 1937. C. F. Wintersche Verlagsbuchh. RM 6.90.

Im Rahmen dieses Büchleins versteht es der Verfasser, uns in anschaulicher und übersichtlicher Form einen Überblick über das Gebiet der Gleichstrommeßtechnik zu geben ohne Vernachlässigung irgendwelcher Einzelheiten. Nach einer Beschreibung der für Gleichstrommessungen üblichen Normale, deren Konstanz und maximale Abweichungen werden die Methoden der Spannungsmessung, vor allem die für Laboratorien wichtigen Kompensationsverfahren besprochen. Ein umfangreiches Kapitel ist der Messung von Widerständen gewidmet. Neben den bekannten Brückenverfahren werden Spannungs- und Stromvergleichsmethoden behandelt und Meßvorschriften für Galvanometerwiderstände angegeben. In prägnanter, alles Wesentliche betonender Darstellung werden die Überwachung, Eichung und Kontrolle der gebräuchlichen Meßinstrumente und Zähler dargestellt. Die Theorie und Wirkungsweise des ballistischen Galvanometers schließt sich an. Da bei jedem Meßverfahren außer den theoretischen Zusammenhängen die auftretenden maximalen Meßfehler berechnet und die Genauigkeit der Methode durch Angabe praktischer Meßergebnisse angegeben wird, gestattet das Buch Schwerdtfegers, das für jede Messung passende Verfahren zu bestimmen und den möglichen Fehler richtig abzuschätzen. Das Buch enthält nicht nur praktische Winke über Behandlung und Schaltung von Instrumenten, sondern bietet durch leichtverständliche mathematische Abhandlungen dem Techniker und Physiker eine gute Einführung für betriebs- und laboratoriumsmäßige Messungen.

W. Holzmüller.

NACHRICHTEN.

Habilitiert: An der Universität Frankfurt a. M. Dr. H. Schaefer für Physik und Physikalische Grundlagen der Medizin.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Erich Beckmann zum ord. Professor für Elektrotechnik und Feldmeldetechnik daselbst, der a. o. Professor an der Universität Tübingen Studienrat Dr. Erich Schönhardt zum ord. Professor der Mathematik an der gleichen Hochschule.

Ehrung: Dem früheren ord. Professor der Experimentalphysik und früheren Präsidenten der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Geh. Regierungsrat Dr. Walter Nernst wurde von der Universität Oxford die Würde als Ehrendoktor h. c. verliehen.

In den Ruhestand: der ord. Professor der Chemie an der Universität Münster Dr. Heinrich Ley, der ord. Professor für physikalische Chemie an der Universität Halle Dr. Carl Tubandt, der ord. Professor für anorganische und organische industrielle Chemie an der Escola Polytechnica der Universidade von Sao Paulo Dr. Eugenio Lindenberg.

Gestorben: Der englische Chemiker und Physiker Professor Henry Edward Armstrong.

Angebote.

Zu verkaufen:

Philosophical Magazine. Bd. 1–24 und Name Index.
Alles gebunden außer 1936/37. Mk. 600.–

Physical Review. Bd. 25–52.
Alles gebunden außer 1936/37. Mk. 420.–

Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion. Bd. 1–5 gebunden. Mk. 35.–

Angebote unter S. H. 66 an den Verlag erbeten.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — „I. v. W. g." — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.